

Федеральное агентство по образованию
Уральский государственный университет
им. А. М. Горького

Ф И З И К А К О С М О С А

**Труды 34-й Международной
студенческой научной конференции**

31 января — 4 февраля 2005 г.

Екатеринбург
Издательство Уральского университета
2005

УДК 524.4
Ф 503

Печатается по решению
организационного
комитета конференции

Физика Космоса: Тр. 34-й Международ. студ. науч.
Ф 503 конф., Екатеринбург, 31 янв. — 4 февр. 2005 г. — Екате-
ринбург: Изд-во Урал. ун-та, 2005. — 320 с.

ISBN 5-7996-0309-5

Редколлегия:

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

УДК 524.4

ISBN 5-7996-0309-5

© Уральский государственный
университет, 2005

ФИЗИКА КОСМОСА
34-я МЕЖДУНАРОДНАЯ СТУДЕНЧЕСКАЯ
НАУЧНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ

Организаторы

ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ

УРАЛЬСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
Кафедра астрономии и геодезии
Астрономическая обсерватория

31 января — 4 февраля 2005 г.

Коуровка, Россия

Научный организационный комитет:

К. В. Холшевников (председатель, Санкт-Петербургский государственный университет), П. Е. Захарова, (Уральский государственный университет), Э. Крюгель (Институт радиоастрономии им. Макса Планка, Германия), Э. Д. Кузнецов (Уральский государственный университет), А. Б. Островский (Уральский государственный университет), А. М. Соболев, (Уральский государственный университет), Е. И. Старицин (Уральский государственный университет), И. Шмелд (Университет Латвии, Латвия), Б. М. Шустов (Институт астрономии РАН), Р. Щерба (Астрономический центр им. Н. Коперника, Польша)

Жюри конкурса студенческих научных работ

К. В. Холшевников (председатель, Санкт-Петербургский государственный университет), В. М. Липунов (Московский государственный университет), В. В. Орлов (НИАИ СПбГУ), А. Б. Островский (Уральский государственный университет), Л. В. Рыхлова (Институт астрономии РАН), А. В. Хоперсков (Волгоградский государственный университет)

Финансовая поддержка

Российский фонд фундаментальных исследований

INTAS

Комитет по делам молодежи администрации Октябрьского района
г. Екатеринбурга

Уральский государственный университет им. А. М. Горького

Программа конференции

Место проведения — Астрономическая обсерватория Уральского государственного университета.

31 января, понедельник, ауд. 15

15.00–15.45 ОТКРЫТИЕ КОНФЕРЕНЦИИ (выступления ректора Уральского университета чл.-корр. РАН В. Е. Третьякова, председателя научного организационного комитета конференции академика РАН К. В. Холшевникова, директора Института астрономии РАН доктора физико-математических наук Б. М. Шустова).

П. Е. Захарова (директор АО УрГУ)
Коуровской астрономической обсерватории – 40 лет.

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

15.45–16.30 В. М. Липунов (д-р физ.-мат. наук, МГУ)
Гамма-всплески и телескопы-роботы на примере системы МАСТЕР.

16.30–17.15 Л. И. Машонкина (д-р физ.-мат. наук, ИНАСАН)
Химическая эволюция Галактики по спектроскопическим исследованиям звезд.

17.15–17.30 П Е Р Е Р Ы В.

17.30–17.45 М. С. Кирсанова (6 курс, УрГУ)
Лучевые скорости CS(2-1) и мазеров CH₃OH в молекулярном кольце Галактики.

17.45–18.00 Е. С. Горбовской (2 курс, ГАИШ МГУ)
On-line обработка изображений на телескопе-роботе МАСТЕР.

18.00–18.45 Ю. В. Хачай (д-р физ.-мат. наук, ИГФ УрО РАН)
Проблемы математического моделирования конвекции во внутренних оболочках Земли.

1 февраля, вторник, ауд. 15

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

10.00–10.45 Б. М. Шустов (д-р физ.-мат. наук, ИНАСАН)

Скрытая масса в Галактике.

10.45–11.30 И. Г. Коваленко (д-р физ.-мат. наук, ВолГУ)

$2+\epsilon$ -мерные газовые диски.

11.30–11.45 П Е Р Е Р Ы В.

11.45–12.00 А. В. Устюжанин (5 курс, ГАИШ МГУ)

Масса Местной Группы.

12.00–12.15 Е. А. Горбунова (4 курс, КГУ)

Кривая лучевых скоростей и параметры орбиты катаклизмической переменной MV Lugaе.

12.15–12.30 Н. В. Храмов (4 курс, КГУ)

Кривые блеска и прецессия диска катаклизмической переменной звезды MV Lut.

12.30–12.45 Т. С. Чачина (6 курс, УрГУ)

Динамическая эволюция слабозмущенной двупланетной системы на космогонических интервалах времени.

12.45–13.00 Е. О. Захаров (5 курс, ЧелГУ)

Моделирование неустойчивости Паркера.

13.30–14.15 О Б Е Д.

1 февраля, вторник, ауд. 15

Председатель В. В. Мусцевой, д-р физ.-мат. наук

14.30–15.15 Р. Щерба (д-р физ.-мат. наук, АКЦ им. Н. Коперника)

Infrared and Submillimeter Universe.

15.15–15.25 А. Морень (научный сотрудник, ИПН)

Высшее образование во Франции.

15.25–15.35 А. Плате (преподаватель, фонд имени Роберта Боша)

Развитие взаимоотношений между народами — основная цель фонда имени Боша.

15.35–15.45 М. Л. Роде (преподаватель, DAAD)

How the DAAD helps Russian scientists.

15.45–15.55 А. М. Соболев (канд. физ.-мат. наук, АО УрГУ)

Информация о грантах ИНТАС.

16.00–16.15 А. В. Кочеров (6 курс, ЧелГУ)

Дисперсия скорости в коллапсирующих протозвездных облаках.

16.15–16.30 М. Л. Хабибуллина (3 курс, КГУ)

Фотометрическое и спектроскопическое исследование V1327 Орла — новой трансгалактической переменной звезды типа RR Лиры.

16.30–16.45 М. А. Эбель (6 курс, ЧелГУ)

Оценка вероятности открытия разделенных тесных двойных звезд как затменных переменных для случая полного потемнения диска звезды к краю.

16.45–17.00 П Е Р Е Р Ы В.

17.00–17.15 М. В. Касьянова (6 курс, РГУ)

Моделирование химической и фотометрической эволюции звездных систем.

17.15–17.30 В. Е. Бабичева (2 курс, МФТИ)

О возможности детектирования высокоэнергичного излучения, связанного с взаимодействием релятивистских частиц с магнитосферой компаньона в двойной системе радиопульсаров.

- 17.30–17.45 С. Ю. Малафеев** (4 курс, ННГУ)
Исследование пространственных вариаций температуры в областях образования массивных звезд.
- 17.45–18.00 О. В. Шелемей** (2 курс, УрГУ)
Исследование статистических свойств мазерных источников метанола II класса.
- 18.00–18.45 А. В. Хоперсков** (доцент, ВолГУ)
Методы динамического моделирования галактик.

2 февраля, среда, ауд. 15

- Председатель В. В. Орлов, канд. физ.-мат. наук**
- 10.00–10.45 А. И. Малышев** (канд. физ.-мат. наук, ИГГ УрО РАН)
Условия зарождения и эволюции жизни на планетах Солнечной системы.
- 10.45–11.30 В. А. Авдюшев** (научный сотрудник, ТГУ)
Методы теории специальных возмущений в небесной механике.
- 11.30–11.45 П Е Р Е Р Ы В.**
- 11.45–12.00 А. Г. Головкина** (4 курс, ТГУ)
Численное моделирование динамической эволюции фрагментов геостационарного спутника, образовавшихся в результате изотропного взрыва.
- 12.00–12.15 А. М. Поляков** (3 курс, УрГУ)
Эффективная температура звезд спектрального класса O6V.
- 12.15–12.30 М. В. Полулях** (6 курс, ТГУ)
Численные исследования либрационных движений АСЗ вблизи соизмеримостей $4/1$ и $5/1$ с Юпитером.
- 12.30–12.45 Е. Л. Киселева** (6 курс, ЮУрГУ)
Резонансное движение далеких транснептуновых объектов.
- 12.45–13.00 О. М. Дубас** (4 курс, ТГУ)
Определение вероятностных областей движения астероидов.
- 13.30–14.15 О Б Е Д.**

2 февраля, среда, ауд. 15

Председатель И. Г. Коваленко, д-р физ.-мат. наук

14.30–15.15 К. В. Холшевников (д-р физ.-мат. наук, АИ СПб-ГУ)

Задача N тел и проблема интегрируемости.

15.15–16.00 А. М. Соболев (канд. физ.-мат. наук, УрГУ),
S. Goedhart (North-West University, South Africa),
D. J. van der Walt (North-West University, South Africa),
M. Gaylard (North-West University, South Africa),
А. Б. Островский (УрГУ), Э. Крюгель (MPIfR),
J. Brand (Istituto di Radioastronomia)

Переменность мазеров — уникальный инструмент исследования эволюции областей звездообразования.

16.00–16.15 В. В. Крушинский (4 курс, УрГУ)

Телевизионная система с ЭОП для наблюдения искусственных спутников Земли.

16.15–16.30 Р. В. Балугев (4 курс, СПбГУ)

Влияние эффекта селекции на наблюдаемые статистические свойства внесолнечных планет.

16.30–16.45 О. Н. Туева (4 курс, ТГУ)

Исследование эффективности симплектических интеграторов для решения задачи динамики фрагментов космического мусора.

16.45–17.00 П Е Р Е Р Ы В.

17.00–17.15 В. Ш. Шайдулин (5 курс, УрГУ)

Динамическая эволюция облака частиц, образовавшегося в результате взрыва объекта на геостационарной орбите.

17.15–17.30 В. С. Константинов (4 курс, ТГУ)

Возраст метеорного потока Квадрантид.

17.30–17.45 М. В. Баринов (4 курс, МГУ)

Современные методы исследования планет у других звезд.

17.45–18.00 Г. Б. Анисимова (преподаватель, РосГПУ)

Универсальная сетка неба.

18.00–18.45 Г. Ю. Харламов (д-р физ.-мат. наук, ИНАСАН)
Основные принципы обработки телевизионных фотометрических измерений околоземных космических объектов.

3 февраля, четверг, ауд. 15

Председатель Л. И. Машонкина, д-р физ.-мат. наук

14.30–15.15 И. И. Зинченко (д-р физ.-мат. наук, ИПФ РАН)
«Радиовидение» в астрономии.

15.15–16.00 Д. З. Вибе (канд. физ.-мат. наук, ИНАСАН)
Ионизация в областях звездообразования.

16.00–16.45 В. В. Орлов (канд. физ.-мат. наук, НИАИ СПбГУ), Р. Я. Жучков (КГУ), А. В. Рубинов (СПбГУ)
Устойчивость кратных звезд и физические свойства их компонент.

16.45–17.00 П Е Р Е Р Ы В.

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

17.15–18.00 В. В. Мусцевой (д-р физ.-мат. наук, ВолГУ),
Н. М. Кузьмин (ВолГУ), Т. А. Мовсисян (Бюраканская АО),
С. С. Храпов (ВолГУ)
Волны и вихри Россби в астрофизике.

18.00–18.45 М. Е. Прохоров (д-р физ.-мат. наук, ГАИШ),
С. Б. Попов (ГАИШ)
Популяционный синтез в астрофизике.

20.00 ЗАКРЫТИЕ КОНФЕРЕНЦИИ.

Семинар «Галактики и звездообразование»
2 февраля, среда, ауд. 10, 10⁰⁰—13¹⁵

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

10.00–10.15 О. В. Мельник (аспирант, АО КНУ)

Индивидуальные и вириальные массы триплетов галактик.

10.15–10.30 Н. В. Примаков (научный сотрудник, КрАО)

3C 66A: Synchrotron radiation strength variation in 2003.

10.30–10.45 Т. А. Шумакова (аспирант, ГАО НАНУ)

Модель поглощения дисковой галактикой карликовой галактики с более низким содержанием тяжелых элементов.

10.45–11.00 Р. В. Шкварун (аспирант, ГАО НАНУ)

Содержание неона в дисках спиральных галактик.

11.00–11.15 А. А. Элыив (аспирант, АО КНУ)

Движение космических лучей сверхвысоких энергий в магнитном поле Галактики.

11.15–11.30 Н. Р. Троицкий (аспирант, ИПФ РАН)

Обзор областей звездообразования, связанных с ИК-источниками, в линии $J = 1-0$ молекулы CO и ее изотопов. Результаты наблюдений в линии $C^{18}O(J=1-0)$.

11.30–11.45 П Е Р Е Р Ы В.

11.45–12.30 С. Н. Замоздра (преподаватель, ЧелГУ)

Альвеновские волны в коллапсирующих протозвездных облаках.

12.30–12.45 Я. Н. Павлюченков (научный сотрудник, ИНАСАН)

Профили линий излучения молекул в молекулярных облаках.

12.45–13.00 А. И. Васюнин (6 курс, УрГУ)

О точности результатов астрохимического моделирования (случай протопланетного диска).

13.00–13.15 А. И. Васюнин (6 курс, УрГУ)

Стохастическое моделирование химических процессов в межзвездной среде.

Семинар «Физика звезд»
2 февраля, среда, ауд. 10, 14³⁰—18⁰⁰

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

14.30–14.45 В. В. Орлов (канд. физ.-мат. наук, НИАИ СПбГУ),
Р. Я. Жучков (аспирант, КГУ), **А. В. Рубинов** (СПбГУ)
Кратные звезды со слабой иерархией: есть ли среди них динамически неустойчивые системы?

14.45–15.00 П. В. Кайгородов (канд. физ.-мат. наук, ИНАСАН)
Взаимодействие струи вещества с околodисковым гало в ТДС.

15.00–15.15 Г. Н. Дремова (канд. физ.-мат. наук, ВНИИТФ)
Изменение орбитального периода контактных систем типа W UMa.

15.15–15.30 А. В. Кожевникова (аспирант, АО УрГУ),
И. Ю. Алексеев (КраО), **В. П. Кожевников** (АО УрГУ),
М. А. Свечников (АО УрГУ)
Фундаментальные характеристики и долговременная активность двойной системы CG Cug.

15.30–16.15 И. Ю. Алексеев (канд. физ.-мат. наук, КраО)
Пятна, циклы активности и магнитное динамо у конвективных звезд.

16.15–16.30 И. Ю. Алексеев (канд. физ.-мат. наук, КраО),
А. В. Кожевникова (АО УрГУ)
Запятненность избранных хромосферно-активных звезд типа RS CVn.

16.30–16.45 Р. Р. Хайдаров (канд. физ.-мат. наук, ИЯФ)
Легкие экзотические гало-ядра в астрофизических процессах.

16.45–17.00 П Е Р Е Р Ы В.

17.00–17.15 В. В. Марченко (аспирант, АО КНУ)
Гамма-всплеск при выходе релятивистской ударной волны на поверхность Гиперновой звезды.

17.15–17.30 С. В. Жуковская (аспирант, ГАО НАНУ)
Смещение энергетических уровней атомов Na I и K I в атмосферах ультрахолодных объектов.

17.30–17.45 А. А. Алиева (аспирант, ШАО)

Анализ ближних УФ- и ИК-избытков излучения у звезд типа Т Тельца.

17.45–18.00 Н. М. Костогрыз (аспирант, ГАО НАНУ)

Формирование деталей комбинированного рассеяния в неизо-
термической атмосфере.

Семинар «Космическое пространство и Солнечная система»
3 февраля, четверг, ауд. 10, 14³⁰—17³⁰

Председатель

В. А. Авдюшев

14.30–15.15 В. Ф. Есипов (канд. физ.-мат. наук, ГАИШ)

Теперь об этом можно рассказать.

15.15–16.00 Н. Б. Железнов (канд. физ.-мат. наук, ИПА РАН), Н. И. Глебова (ИПА РАН), М. В. Лукашова (ИПА РАН), А. А. Малков (ИПА РАН), М. Л. Свешников (ИПА РАН)

Астрономические ежегодники.

16.00–16.15 В. П. Титаренко (научный сотрудник, НИИ ПММ при ТГУ)

Обзор по динамике астероидов в люках Кирквуда.

16.15–16.30 С. А. Орлов (научный сотрудник, НИАИ СПбГУ)

Исследование огибающей поверхности семейства траекторий изотропно выброшенных частиц в возмущенном случае.

16.30–16.45 А. П. Карташова (аспирант, ИНАСАН)

Анализ внешних факторов, влияющих на безопасность функционирования космического аппарата на геостационарной орбите.

16.45–17.00 П Е Р Е Р Ы В.

17.00–17.15 А. М. Занкович (аспирант, ВолГУ)

Использование сверхмалых космических аппаратов в космофизическом образовании.

17.15–17.30 А. Б. Аскеров (аспирант, ШАО)

Астрономическое и космическое образование в Азербайджане.

Стендовые доклады
3 февраля, четверг, холл, 12⁰⁰—13⁰⁰

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

1. **В. Э. Берланд** (научный сотрудник, АО УрГУ)
Исследование системы активных низких петель на лимбе Солнца.
2. **С. Ю. Горда** (канд. физ.-мат. наук, АО УрГУ)
О природе третьего компонента в спектре SZ Cam.
3. **С. Ю. Горда** (канд. физ.-мат. наук, АО УрГУ), **П. Е. Захарова** (канд. физ.-мат. наук, АО УрГУ), **Э. Д. Кузнецов** (канд. физ.-мат. наук, УрГУ)
Фотометрия геостационарных спутников на телескопе АЗТ-3.
4. **В. Г. Грачев** (МВИРЭКВ)
Опτικο-электронная станция проведения телевизионных фотометрических наблюдений низко-орбитальных космических объектов.
5. **П. Е. Захарова** (канд. физ.-мат. наук, АО УрГУ), **Э. Д. Кузнецов** (канд. физ.-мат. наук, АО УрГУ)
Анализ результатов наблюдений ИСЗ на оптико-электронном комплексе Коуровской астрономической обсерватории.
6. **Т. С. Зобачева** (6 курс, УрГУ)
Исследование ошибок определения физических параметров темного молекулярного облака с помощью LVG метода.
7. **Н. Д. Калинина** (научный сотрудник, АО УрГУ)
Молекулы в области массивного звездообразования W3(OH).
8. **М. С. Кирсанова** (6 курс, УрГУ), **Д. З. Вибе** (канд. физ.-мат. наук, ИНАСАН)
Химическая диагностика динамики образования дозвездных ядер.

9. **М. С. Кирсанова** (6 курс, УрГУ), **А. М. Поляков** (3 курс, УрГУ), **Т. В. Струнина** (3 курс, УрГУ), **Н. В. Панкратова** (3 курс, УрГУ), **А. М. Соболев** (канд. физ.-мат. наук, АО УрГУ), **А. П. Цивилев** (ПРАО ФИАН)
Наблюдения спектральных линий аммиака в областях образования массивных звезд.
10. **В. П. Кожевников** (научный сотрудник, АО УрГУ)
Обнаружение сверхгорбов в кривой блеска взрывной переменной KR Aur.
11. **Д. А. Кононов** (5 курс, УрГУ)
Реализация алгоритма отождествления опорных звезд при наблюдении ИСЗ в оптико-электронных системах.
12. **Г. В. Лямова** (научный сотрудник, АО УрГУ)
Наблюдения быстрых вращений пятен в биполярной группе.
13. **Л. К. Малышева** (научный сотрудник, АО УрГУ)
Дегазационные процессы в планетарной эволюции.
14. **Т.П. Никифорова** (научный сотрудник, АО УрГУ)
Исследование системы активных низких петель на лимбе Солнца.
15. **А. Б. Островский** (преподаватель, УрГУ)
Исследование режимов накачки метанольных мазеров I класса.
16. **М. Э. Попова** (научный сотрудник, АО УрГУ)
Кинематические параметры спиральной структуры Галактики по данным о рассеянных звездных скоплениях и OB-звездах.

17. **С. В. Салий** (научный сотрудник, АО УрГУ)
Определение физических параметров молекулярного облака G345.01+1.79 по различным сериям линий метанола.
18. **А. М. Соболев** (канд. физ.-мат. наук, АО УрГУ),
Е. С. Sutton (Researcher, UIUC), **F. Wyrowski** (Researcher, MPIfR), **K. Menten** (Researcher, MPIfR), **T. Stanke** (MPIfR)
Периодические выбросы из молодой двойной звездной системы W3(H₂O) и их взаимодействие с окружающим веществом.
19. **С. А. Татаринов** (6 курс, УрГУ)
Определение местоположения сепаратрис в окрестности неустойчивых точек либрации на геостационарной орбите.

40-летию Коуровской астрономической обсерватории посвящается

П. Е. Захарова

Астрономическая обсерватория УрГУ

КОУРОВСКОЙ АСТРОНОМИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ — 40 ЛЕТ

12 января 2005 г. исполнилось 40 лет Коуровской астрономической обсерватории Уральского государственного университета.

Развитие астрономических работ в Уральском государственном университете началось после запуска первого искусственного спутника Земли (ИСЗ). При участии К. А. Бархатовой и В. Ю. Скульского была организована станция наблюдений ИСЗ. В университете появилась группа студентов, энтузиастов астрономии, самоотверженно наблюдавших искусственные спутники Земли. Для успешной работы станции наблюдений ИСЗ требовались специалисты-астрономы. В 1960 г., через три года после создания станции наблюдений ИСЗ, была открыта кафедра астрономии и геодезии и возрождена подготовка специалистов по этим специальностям.

В феврале 1961 г. весь коллектив уральских астрономов принял участие в наблюдении полного солнечного затмения. Именно после этой экспедиции возникла и была воплощена в жизнь идея создания на Урале Астрономической обсерватории. В 1962–1965 гг. под руководством К. А. Бархатовой велись работы по строительству Коуровской обсерватории, единственной обсерватории в средних широтах от Казани до Иркутска. В 1969 г. приказом Минвуза РСФСР № 90 от 3 марта обсерватории присвоен статус научного учреждения.

Основой проводимых в астрономической обсерватории научных исследований служит наблюдательный материал, получаемый на инструментах, установленных в обсерватории:

1. 700-мм зеркальный телескоп с уникальным многоканальным фотометром;
2. 453-мм зеркальный телескоп АЗТ-3, оснащенный телевизионной установкой, одноканальным звездным фотометром, устройством сканирования звездных изображений и панорамным фо-

тометром на базе ПЗС-камеры PiCTOR 1616 фирмы Meade (США);

3. 500-мм астрогеодезический телескоп SBG производства фирмы К. Цейсс, оснащенный ПЗС-камерой Alta U32 фирмы Apogee (США);
4. 440-мм горизонтальный солнечный телескоп АЦУ-5, оснащенный спектрографом АСП-20,

а также на инструментах других обсерваторий России и мира. Наблюдательная база обсерватории непрерывно совершенствуется. Так, 700-мм зеркальный телескоп является современным полностью автоматизированным телескопом, способным в течение ночи проводить наблюдения без участия наблюдателя. В качестве светоприемников на всех телескопах обсерватории используются ПЗС-камеры. Летом 2004 г. в обсерватории установлен автоматический солнечный фотометр (США), предназначенный для измерений как прямого, так и рассеянного в атмосфере Земли солнечного излучения, на основе которых проводится изучение аэрозольной составляющей атмосферы Земли.

Научные исследования ведутся совместно с кафедрой астрономии и геодезии. Основными направлениями научной работы являются:

1. строение, происхождение и развитие Галактики и ее подсистем;
2. физика звезд и межзвездной среды;
3. физика солнечной активности и ее земные проявления;
4. астрометрия и небесная механика.

В Уральском государственном университете сложились и признаны мировым астрономическим сообществом научные школы по звездной астрономии и переменным звездам, а сама Коуровская астрономическая обсерватория признана ведущим астрономическим учреждением России.

Научная и научно-образовательная работа сотрудников обсерватории поддерживается как госбюджетом, так и грантами РФФИ, ИНТАС, государственными научными программами, хозяйственными договорами. Так, в 2004 г. Министерством образования Российской Федерации была предоставлена целевая финансовая поддержка для развития приборной базы научных исследований в обсерватории в размере 1 млн руб. (768,5 тыс. руб. — за счет Министерства, 231,5 тыс. руб. — за счет УрГУ).

За 40 лет сотрудниками обсерватории и кафедры опубликовано более 1500 научных статей в отечественных и зарубежных изданиях, представлено несколько сотен научных докладов. Результаты научных исследований отмечены 11 серебряными и 30 бронзовыми медалями ВДНХ СССР, премиями Астрономического совета АН СССР, премиями УрГУ, высокими государственными наградами, встречей с президентом России.

Обсерватория играет большую организаторскую роль в научно-педагогической и учебно-просветительной работе. К таким работам следует отнести проведение целого ряда всесоюзных, всероссийских совещаний и конференций. На базе обсерватории ежегодно проводятся студенческие научные конференции «Физика Космоса», которые собирают ведущих астрономов, студентов и аспирантов всех университетов России, где ведется подготовка специалистов в области астрономии. Ежегодно свыше ста лекций и экскурсий проводят сотрудники обсерватории для учащихся и населения г. Екатеринбурга, Свердловской и других областей.

Имена четырех малых планет Солнечной системы связаны с деятельностью уральских астрономов. В 1995 г. малая планета № 5781 получила имя Barkhatova в честь основателя Коуровской обсерватории профессора К. А. Бархатовой. В 1996 г. решением Международного Астрономического Союза малой планете № 4964 было присвоено имя Kourovka в честь Астрономической обсерватории Уральского государственного университета, которая, как сказано в свидетельстве, является «Меккой студентов-астрономов России». В том же году малой планете № 4780 было присвоено имя Polina в честь директора Коуровской астрономической обсерватории П. Е. Захаровой. В 1999 г. малой планете № 6165 присвоено имя Frolova в честь доцента кафедры астрономии и геодезии Н. Б. Фроловой. Так астрономическая общественность отметила успехи уральских астрономов в проведении научных исследований и их заслуги в проведении студенческих научных астрономических конференций «Физика Космоса».

Коуровская обсерватория имеет тесные связи со многими астрономическими учреждениями России и мира.

Многие сотрудники обсерватории являются членами Евразийского астрономического общества, Европейского астрономического общества, Международного астрономического союза.

Самое ценное, что имеет Коуровская астрономическая обсерватория, это сложившийся коллектив единомышленников, который пре-

дан астрономии и никогда не сможет предать забвению самоотверженный труд наших учителей, внесших огромный научный и личный вклад в создание на Урале первой научной астрономической обсерватории.

Успешной работе обсерватории всегда способствует ректорат Уральского университета, который к развитию первого астрономического учреждения на Урале относится как к одному из перспективных научных подразделений университета.

Информация об INTAS

А. М. Соболев

Уральский государственный университет

ИНФОРМАЦИЯ О ГРАНТАХ INTAS

The name INTAS means «International Association for the promotion of cooperation with scientists from the New Independent States of the former Soviet Union».

The New Independent States consist of Armenia, Azerbaidjan, Belarus, Georgia, Kazakhstan, Kyrgystan, Moldova, Russia, Tajikistan, Turkmenistan, Ukraine and Uzbekistan.

At present the Members of INTAS are the European Community, Austria, Belgium, Bulgaria, Czech Republic, Denmark, Estonia, Finland, France, Germany, Greece, Hungary, Iceland, Ireland, Italy, Israel, Latvia, Lithuania, Luxembourg, Malta, the Netherlands, Norway, Poland, Portugal, Republic of Cyprus, Romania, Slovakia, Slovenia, Spain, Sweden, Switzerland, the United Kingdom and Turkey.

The objectives of INTAS are to promote by an international effort:

- the scientific research activities in the New Independent States as an essential element for social and economic progress and consolidation of democracy in those countries, and
- the scientific cooperation between scientists in these countries and the international scientific community.

Several types of grants are available through the INTAS programme.

- Research projects and networks through open, collaborative and thematic calls. Whilst the open calls are not restricted in scope and the thematic calls address specific scientific issues, the collaborative calls are jointly defined by INTAS and the co-funding organisation.

- PhD and post-doctoral fellowships for young scientists from the New Independent States.

- Innovation support to promote the further development, utilisation and marketing of INTAS research results.

- Accompanying measures: summer schools, infrastructure actions and strategic scientific workshops.

Information on the INTAS activities can be found at www.intas.be.

Organisers of the current conference thank INTAS for financial support through the grant INTAS 03-58-137.

Обзорные лекции

В. А. Авдюшев

Томский государственный университет

МЕТОДЫ ТЕОРИИ СПЕЦИАЛЬНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ В НЕБЕСНОЙ МЕХАНИКЕ

Введение

Численное моделирование орбитального движения зиждется на трех китах: 1) дифференциальных уравнениях, формализующих движение; 2) численном методе интегрирования дифференциальных уравнений и 3) аппаратном средстве (персональном компьютере), на котором реализуется численный процесс.

Эффективность численной модели характеризуется ее точностью и быстродействием. Очевидно, что развитие и усовершенствование каждого из трех названных китов независимо друг от друга способны влиять на эффективность численного моделирования. Действительно, ведь точность и быстродействие модели могут зависеть, например, от малости и гладкости правых частей уравнений, порядка численного метода, величины разрядной сетки (компьютерной арифметики) или быстродействия компьютера.

Быстродействие процесса моделирования определяется главным образом объемом вычисления правых частей, сложностью программной реализации численного метода, а также оперативностью персонального компьютера.

Ошибки численной модели, определяющие ее точность, могут быть следующими: 1) параметрическими; 2) вызванными неадекватностью математической модели физическому процессу (орбитальному движению); 3) ошибками округления в компьютерной арифметике или 4) усечения аппроксимирующих формул в численном методе. Будем полагать, что физическая постановка задачи корректна: параметры заданы точно, а модель описывает орбиту адекватно; и в данной работе мы сфокусируем наше внимание только на ошибках 3 и 4, т. е. ошибках численного интегрирования.

Предметом нашего исследования будут методы получения таких дифференциальных уравнений, которые способны значительно повысить эффективность численных моделей орбитального движения. Эти методы называются методами теории специальных возмущений. Среди них в небесно-механической практике широко применяются такие методы, как линеаризация и регуляризация, стабилизация Баумгарта, метод Энке, а также методы сглаживания. Именно их мы и рассмотрим в данной работе.

Трудности интегрирования классических уравнений

Уравнения орбитального движения в системе координат, связанной с массивным центральным телом, можно представить в виде

$$\frac{d^2 \mathbf{x}}{dt^2} = -\frac{\mu}{|\mathbf{x}|^3} \mathbf{x} + \mathbf{P}(t, \mathbf{x}, \dot{\mathbf{x}}) \equiv \mathbf{F} + \mathbf{P}, \quad (1)$$

где \mathbf{x} — вектор положения исследуемого тела; t — время; μ — гравитационный параметр; \mathbf{F} — кеплеровский член; \mathbf{P} — возмущающие силы, причем $|\mathbf{P}| \ll |\mathbf{F}|$.

Интегрирование этих уравнений связано со следующими трудностями.

1. Правые части уравнений (1) представляют собой большие и быстроизменяющиеся функции даже для круговых орбит. Как известно, вычисляемые на компьютере большие величины содержат большие ошибки округления. Поэтому пошаговое численное интегрирование классических уравнений будет сопряжено с быстрым накоплением ошибок округления.
2. Уравнения (1) имеют особенность в начале координат ($\mathbf{x} = \mathbf{0}$). Для сильно эксцентричных эллиптических орбит в перицентре, при сближении с центральным телом, величины правых частей уравнений значительно и быстро возрастают. Поэтому интегрирование орбиты вблизи перицентра выполняется с малым шагом и большими ошибками.
3. Уравнения (1) неустойчивы по Ляпунову. Хорошо известно, что ляпуновская неустойчивость дифференциальных уравнений при численном интегрировании создает благоприятные условия для усиления всевозможных ошибок, неизбежно сопровождающих любой численный процесс. Ошибки на текущем

шаге интегрирования становятся ошибками начальных данных следующего, которые в дальнейшем усиливаются неустойчивостью шаг за шагом.

Предлагаемые в работе методы теории специальных возмущений полностью решают каждую из перечисленных проблем. Изложим общие идеи этих методов.

Методы теории специальных возмущений

Линеаризация и регуляризация

Цель методов линеаризации и регуляризации состоит в том, чтобы представить уравнения движения в линейном и, самое главное, в регулярном виде.

Рассмотрим сначала уравнения невозмущенного движения

$$\frac{d^2 \mathbf{x}}{dt^2} = \mathbf{F}(\mathbf{x}). \quad (2)$$

Предположим, что уравнения (2) имеют интегралы

$$\begin{aligned} \mathbf{G}_i(t, \mathbf{x}, \dot{\mathbf{x}}) - \mathbf{g}_i &\equiv 0 \quad (i = 1, n), \\ H_j(t, \mathbf{x}, \dot{\mathbf{x}}) - h_j &\equiv 0 \quad (j = 1, m). \end{aligned} \quad (3)$$

Условие независимости интегралов (3) не обязательно. Здесь \mathbf{G}_i и H_j — векторные и скалярные интегральные функции соответственно, а \mathbf{g}_i и h_j — интегральные параметры, которые в невозмущенном движении постоянны.

Далее введем временное и координатное преобразования:

$$\mathbf{x} = \mathbf{A}\mathbf{u}, \quad dt = f(\mathbf{x})ds, \quad (4)$$

которые позволяют перейти к новым переменным \mathbf{u} и s .

Главная идея линеаризации и регуляризации состоит во введении в уравнения, записанные в новых переменных, интегральных соотношений (3). В результате уравнения принимают вид [1]

$$\begin{aligned} \mathbf{u}'' = & \mathbf{A}^{-1}(f^2\mathbf{F} + f^{-1}f'(\mathbf{A}\mathbf{u}' + \mathbf{A}'\mathbf{u}) - 2\mathbf{A}'\mathbf{u}' - \mathbf{A}''\mathbf{u}) + \\ & + \mathbf{A}^{-1} \sum_{i=1}^n N_i(\mathbf{G}_i - \mathbf{g}_i) + \mathbf{A}^{-1} \sum_{j=1}^m \mathbf{M}_j(H_j - h_j), \end{aligned} \quad (5)$$

где штрих означает производную по s , а N_i и \mathbf{M}_j — неопределенные коэффициенты, которые задаются таким образом, чтобы уравнения принимали линейный и регулярный вид [1]

$$\mathbf{u}'' = \underbrace{k_1(\mathbf{g}_1, \dots, \mathbf{g}_n, h_1, \dots, h_m)}_{\text{const}} \mathbf{u} + \underbrace{\mathbf{k}_2(\mathbf{g}_1, \dots, \mathbf{g}_n, h_1, \dots, h_m)}_{\text{const}}. \quad (6)$$

В возмущенном случае, применяя вышеизложенные преобразования, будем иметь слабонелинейные уравнения вида

$$\mathbf{u}'' = k_1(\mathbf{g}_1, \dots, \mathbf{g}_n, h_1, \dots, h_m)\mathbf{u} + \mathbf{k}_2(\mathbf{g}_1, \dots, \mathbf{g}_n, h_1, \dots, h_m) + \mathbf{A}^{-1}f^2\mathbf{P}. \quad (7)$$

Поскольку здесь интегральные параметры уже не являются постоянными и, кроме того, вследствие появления $\mathbf{P} = \mathbf{P}(t)$ правая часть становится функцией времени, систему (7) необходимо дополнить уравнениями

$$\mathbf{g}'_i = \frac{\partial \mathbf{G}_i}{\partial \mathbf{x}} \dot{\mathbf{P}}, \quad h'_j = \frac{\partial H_j}{\partial \mathbf{x}} \dot{\mathbf{P}}, \quad t' = f \quad (i = 1, n; j = 1, m).$$

Таким образом, в результате подбора преобразований (4), а также коэффициентов N_i и \mathbf{M}_j можно получить многочисленное семейство систем дифференциальных уравнений вида (7). Среди таких систем широко используются на практике системы уравнений в переменных Шперлинга—Боде [2] и Кустаанхеймо—Штифеля [3]. В первой

$$\mathbf{x} = \mathbf{u}, \quad dt = |\mathbf{x}|ds,$$

а в качестве интегралов выступают интегралы энергии и Лапласа; во второй

$$\mathbf{x} = \mathbf{L}(\mathbf{u})\mathbf{u}, \quad dt = |\mathbf{x}|ds,$$

где \mathbf{L} — так называемая матрица Кустаанхеймо—Штифеля, а приведение уравнений к виду (7) оказывается возможным при использовании лишь интеграла энергии.

Сглаживающие преобразования

Сглаживающие преобразования применяют к дифференциальным уравнениям для того, чтобы понизить скорость изменения их правых частей, что позволяет заметно повысить точность численного интегрирования.

Сглаживающие преобразования имеют вид [4]

$$dt = f(\mathbf{x}, \dot{\mathbf{x}})ds. \quad (8)$$

Применение преобразования (8) фактически предполагает переход к новой независимой переменной s . После преобразования уравнения принимают вид

$$\mathbf{x}'' = f^2(\mathbf{F} + \mathbf{P}) + f^{-1}f'\mathbf{x}'. \quad (9)$$

Для приведения в соответствие координат \mathbf{x} с физическим временем t систему (9) необходимо дополнить уравнением $t' = f$.

Среди небесных механиков широко используются такие преобразования, где в качестве f выбираются следующие величины: $|\mathbf{x}|$ (эксцентрическая аномалия); $|\mathbf{x}|^{3/2}$ (эллиптическая аномалия); $|\mathbf{x}|^2$ (истинная аномалия); $|\dot{\mathbf{x}}|^{-1}$ (дуга орбиты).

Метод Энке

Основная идея метода Энке [5] состоит в том, чтобы подобрать такую опорную орбиту, которая в течение длительного времени была бы близка к реальной эволюционирующей орбите. Для отклонений координат реальной орбиты от соответствующих величин на опорной траектории составляется система дифференциальных уравнений, которая затем интегрируется численно.

По существу, в методе Энке предпринимается попытка интегрировать малые возмущения с тем, чтобы увеличить шаг интегрирования и получить дополнительные разряды, чтобы ослабить таким образом влияние ошибок округления на приближенное решение.

В классическом методе Энке в качестве опорной выбирается кеплеровская орбита $\mathbf{x}_F = \mathbf{x}_F(t)$, описываемая уравнениями

$$\frac{d^2\mathbf{x}_F}{dt^2} = \mathbf{F}(\mathbf{x}_F). \quad (10)$$

Тогда дифференциальные уравнения для возмущений $\delta\mathbf{x} = \mathbf{x} - \mathbf{x}_F$ (в возмущенном случае) принимают вид

$$\frac{d^2\delta\mathbf{x}}{dt^2} = \mathbf{F}(\mathbf{x}_F + \delta\mathbf{x}) - \mathbf{F}(\mathbf{x}_F) + \mathbf{P}(t, \mathbf{x}_F + \delta\mathbf{x}, \dot{\mathbf{x}}_F + \delta\dot{\mathbf{x}}). \quad (11)$$

Следует заметить, что при малых $\delta\mathbf{x}$ кеплеровские члены в (11) — близкие величины. В то же время их малая разность будет значительно меньше каждого из них и, следовательно, будет вычисляться с неудовлетворительной точностью. Для разрешения этой проблемы проводят дополнительные преобразования, которые приводят разность кеплеровских членов к некой функции Φ , пропорциональной возмущениям $\delta\mathbf{x}$, либо $|\delta\mathbf{x}|$; и уравнения приобретают окончательный вид

$$\frac{d^2\delta\mathbf{x}}{dt^2} = \Phi(\delta\mathbf{x}) + \mathbf{P}(t, \mathbf{x}_F + \delta\mathbf{x}, \dot{\mathbf{x}}_F + \delta\dot{\mathbf{x}}). \quad (12)$$

Хотелось бы отметить, что методика Энке не ограничена классическими уравнениями. С тем же успехом ее можно применить, например, к уравнениям (7) [6].

Метод Баумгарта

Стабилизация Баумгарта [7] направлена на то, чтобы ослабить (или в лучшем случае устранить) влияние ляпуновской неустойчивости на ошибки численного интегрирования. Так же как и в случае линеаризации и регуляризации, основная идея стабилизирующих методов заключается в привлечении к численному интегрированию известных интегралов движения как дополнительной информации о решении.

Известно, что при интегрировании орбитального движения очень важно, чтобы сохранялось интегральное соотношение для энергии h , т. е. чтобы выполнялось условие

$$\Delta H \equiv H(\mathbf{x}, \dot{\mathbf{x}}) - h = \frac{|\dot{\mathbf{x}}|^2}{2} - \frac{\mu}{|\mathbf{x}|} - h = 0. \quad (13)$$

Обычные численные методы интегрирования «ничего не знают» об этом соотношении, и ошибки интегрирования таковы, что оно, вообще говоря, не сохраняется и ΔH со временем неограниченно возрастает по величине. С другой стороны, показано, что именно через отклонение ΔH в энергетическом соотношении проявляется главным образом влияние ляпуновской неустойчивости на численный процесс [8].

Согласно стабилизации Баумгарта в дифференциальные уравнения движения искусственно вводятся возмущающие члены, призванные сохранять соотношение (13). В результате стабилизированные уравнения принимают вид [7]

$$\frac{d^2\mathbf{x}}{dt^2} = \mathbf{F} + \mathbf{P} - \gamma(H - h) \frac{\partial H}{\partial \dot{\mathbf{x}}} \left(\frac{\partial H}{\partial \dot{\mathbf{x}}} \cdot \frac{\partial H}{\partial \dot{\mathbf{x}}} \right)^{-1}, \quad (14)$$

где γ — неопределенный параметр, который выбирается опытным путем.

Поскольку в возмущенном случае интегральный параметр h не постоянен, система (14) должна быть дополнена уравнением

$$\frac{dh}{dt} = \frac{\partial H}{\partial \dot{\mathbf{x}}} \dot{\mathbf{P}}.$$

Представленный вид дифференциальных уравнений (14) общий, поэтому их также можно использовать для любых других интегралов. В нашем же случае уравнения приобретают конкретный и более компактный вид:

$$\frac{d^2\mathbf{x}}{dt^2} = \mathbf{F} + \mathbf{P} - \gamma \Delta H \frac{\dot{\mathbf{x}}}{|\dot{\mathbf{x}}|^2} \quad \frac{dh}{dt} = \dot{\mathbf{x}} \dot{\mathbf{P}},$$

где ΔH вычисляется по формуле (13).

Рекомендации по использованию

Безусловно, все рассмотренные нами преобразования усложняют систему дифференциальных уравнений движения и, кроме того, в некоторых случаях увеличивают ее порядок. Конечно же, это сказывается на быстродействии численного моделирования. Однако с практической точки зрения все эти усложнения не существенны в сравнении со сложностью возмущающей части \mathbf{P} , которая присутствует во всех уравнениях.

В данном разделе мы хотели бы выделить классы задач, в которых целесообразно использование изложенных методов.

Методы линеаризации и регуляризации могут быть полезны при интегрировании сильновытянутых орбит на длительных интервалах

Хотя экспериментально показано, что для эффективного интегрирования слабовозмущенных орбит γ должно быть равно среднему движению [8].

времени, где имеют место многочисленные тесные сближения исследуемого объекта с центральным телом (астероидные задачи). Интересно отметить, что эти методы в большинстве случаев приводят уравнения к виду гармонического осциллятора, невозмущенное решение которого, как известно, устойчиво по Ляпунову. Следовательно, в этом случае методы линеаризации и регуляризации будут обладать стабилизирующим эффектом и их использование должно быть эффективно даже при численном исследовании кругового движения (спутниковые задачи).

Применение сглаживающих преобразований целесообразно лишь при численном моделировании сильноэксцентричного движения, например в задачах динамики особых астероидов. Для почти круговых орбит сглаживающие преобразования не эффективны.

Как показывают численные эксперименты, стабилизация Баумгарта эффективна лишь в спутниковых задачах, причем на длительных интервалах времени — порядка 1000 оборотов объекта и больше. При высоком быстродействии она позволяет повысить точность интегрирования на несколько порядков и выше.

Методы стабилизации, линеаризации и регуляризации, а также методы сглаживания при использовании численных методов высокого порядка не позволяют повысить уровень наивысшей точности, определяемой влиянием ошибок округления, поскольку применение названных методов несущественно изменяет поведение этих ошибок. Однако следует заметить, что этот уровень точности при интегрировании преобразованных уравнений достигается значительно быстрее, чем в классическом случае. Поэтому применение данных методов целесообразно, если необходимо повысить быстродействие численного моделирования.

Применение метода Энке как раз направлено на борьбу с ошибками округления, в силу своей специфики метод, в отличие от выше-названных, способен влиять на уровень наивысшей точности и, как показывает практика, с его помощью удастся повысить этот уровень на несколько порядков, независимо от типа исследуемой задачи.

Список литературы

1. Шефер В. А. Линеаризация и регуляризация уравнений кеплеровского движения с помощью интегралов // Астрон. журн. 1991. Т. 68. Р. 197–205.

2. *Silver M. A.* A Short Derivation of the Sperling-Burdet Equations // *Cel. Mech.* 1975. Vol. 11 (4). P. 339–341.
3. *Stiefel E. L., Scheifele G.* Linear and Regular Celestial Mechanics. Springer–Verlag, Berlin; Heidelberg; New York. 1971.
4. *Baumgarte J., Stiefel E.* Examples of Transformations Improving the Numerical Accuracy of the Integration of Differential Equations // *Lect. Notes in Math.* 1974. Vol. 362. P. 207–236.
5. *Encke J. F.* Über eine neue Methode der Berechnung der Planetenstörungen // *Astr. Nach.* 1852. Vol. 33. P. 377–398.
6. *Bordovitsyna T., Avdyushev V., Chernitsov A.* New Trends in Numerical Simulation of the Motion of Small Bodies of the Solar System // *Cel. Mech.* 2001. Vol. 80 (3). P. 227–247.
7. *Baumgarte J.* Numerical Stabilization of the Differential Equations of Keplerian Motion // *Cel. Mech.* 1973. Vol. 5 (4). P. 490–501.
8. *Avdyushev V.* Numerical Stabilization of Orbital Motion // *Cel. Mech.* 2003. Vol. 87 (4). P. 383–409.

И. Ю. Алексеев

Крымская астрофизическая обсерватория

ПЯТЕННАЯ АКТИВНОСТЬ ПОЗДНИХ ЗВЕЗД

Введение

Активность солнечного типа на звездах разных масс и возрастов – одна из актуальных проблем современной астрофизики, которую часто выделяют в самостоятельное направление звездно-солнечной физики. В основе ее проявлений на Солнце и других звездах с конвективным переносом энергии (вспыхивающие звезды типа *UV Cet*, двойные системы типа *RS CVn*, быстро вращающиеся гиганты типа *FK Com*, некоторые *T Tau* звезды) лежит звездный магнетизм, обязанный своим происхождением нетвердотельному вращению звезд. В настоящем обзоре мы будем рассматривать одно из

самых известных проявлений активности – пятна. Открытые в середине прошлого века [1], они сейчас активно изучаются с помощью трех категорий методов – спектральных, фотометрических и поляризиметрических.

Спектральные методы

К прямым спектральным методам измерения температур пятен можно отнести исследование молекулярных полос TiO , CO , OH , VO , которые образуются в атмосферах звезд низкой температуры. Наиболее употребительной является пара полос окиси титана 7055 и 8860 Å. По ним начиная с 90-х гг. были получены оценки площадей и температур пятен для пяти проэволюционировавших звезд (*EI Eri*, *II Peg*, *V1762 Cyg*, λ *And*, *V1794 Cyg*) и четырех запятненных карликов (*LQ Hy*, *AG Dor*, *V833 Tau*, *EQ Hy*) [2]. Согласно полученным результатам пятна на исследуемых звездах имеют температуры 3500 – 4000 К и занимают 20 – 50 % поверхности звезды.

Самым прогрессивным на сегодняшний день методом исследования звездных пятен является доплеровское картирование. Идея метода основана на различии профилей спектральной линии, даваемого элементом поверхности с аномальной температурой или химическим составом, и от элемента нормальной фотосферы. Результирующий профиль звезды будет содержать особенность (обычно квазиэмиссионную), сдвинутую эффектом Доплера в зависимости от фазы вращения на некоторую величину. Комбинирование доплеровского картирования с зеемановской спектроскопией высокого разрешения позволяет проводить картирование не только холодных пятен, но и распределения магнитных полей по звездной поверхности [3].

Метод доплеровского картирования налагает очень строгие ограничения не только на наблюдательную аппаратуру, но и на выбор исследуемых объектов. В настоящее время он был применен к пяти десяткам активных звезд разных типов [4], прежде всего к ярким и быстровращающимся переменным типа *RS CVn*, запятненным *T Tau* и *post T Tau* звездам и звездам типа *FK Com*. Практически для всех объектов было показано присутствие гигантских холодных ($\Delta T = 500 - 1000$ К) околополярных пятен в сочетании с рядом других деталей, распределенных по всем широтам. Для наи-

более изученных переменных (*II Peg*, *V711 Tau*, *EI Eri*, *LQ Hya*) получены длительные ряды доплеровских карт, которые позволяют делать выводы о циклической активности звезды, движениях пятен и дифференциальном вращении.

Фотометрические методы

Хотя доплеровское картирование является сейчас наиболее перспективным методом изучения звездных пятен, традиционные фотометрические методы не теряют своей актуальности. Они охватывают существенно большее число исследуемых звезд и более длительные периоды времени, соответственно более подходят для массовых исследований таких долговременных эффектов, как циклы активности, широтный дрейф пятен и дифференциальное вращение. Большинство медленно вращающихся запятненных карликов малой светимости в принципе недоступно доплеровскому картированию, и фотометрия остается пока единственным методом их исследований.

Фотометрические методы, будучи намного грубее доплеровского картирования, сами по себе не могут дать однозначной картины распределения звездных пятен по диску звезды. Реально из многоцветных наблюдений мы можем независимо получить только температуру звездных пятен (на сотни градусов холоднее спокойной фотосферы) и площадь их проекции на картинную плоскость (может доходить до половины видимого диска звезды). Все выводы о широтном распределении пятен обычно требуют некоторых априорных предположений. Этому вопросу посвящены обширная (более 500 названий) литература и многочисленные модели той или иной степени изощренности [5].

Большинство методов построения поверхностных карт активных звезд по данным фотометрии предсказывают для звезд любых спектральных классов и типов светимости наличие гигантских околополярных пятен, что резко отличается от картины солнечной запятненности. Эта проблема была решена в нашей группе путем разработки так называемой зональной модели [6], которая описывает фотометрическое поведение звезды с помощью многочисленных мелких пятен в низких и средних широтах. Применение модели к более чем 40 активным звездам разных типов показало, что:

1. площадь запятненных областей может доходить до 50 % поверхности звезды. Она показывает тенденцию роста к более быстровращающимся звездам (с уменьшением числа Россби);

2. температура пятен T_{spot} составляет независимо от типа переменности звезды $2500 - 4500$ К и растет к более горячим звездам. Разность температур невозмущенной фотосферы и пятен ΔT изменяется от $1000 - 2200$ К у горячих G карликов, горячих компонент систем типа $RS CVn$ и звезд типа $FK Com$ до 300 К у самых холодных M звезд;
3. пятна расположены в низких (холодные M карлики) и средних (более горячие $G - K$ звезды различных типов) широтах. Найдена тенденция роста возможных широт нахождения пятен $< \phi >$ к более горячим звездам. Зависимости средней широты пятен $< \phi >$ от скорости вращения звезды и ее числа Россби не обнаружено;
4. в найденные зависимости вписываются и солнечные пятна.

Поляризметрические методы

Наблюдения линейной поляризации излучения запятненных звезд дают нам информацию о двух различных эффектах.

1. Рассеяние света в неоднородно освещенной атмосфере (т. е. поляризация из-за пятен как более темных образований). Этот эффект имеет некоторую значимость только у запятненных гигантов, обладающих протяженной атмосферой.
2. Зеемановская поляризация линий поглощения в присутствии сильного (порядка нескольких килогаусс) магнитного поля. Этот эффект является доминирующим для всех типов активных звезд; таким образом, поляризметрические методы дают нам возможность исследования звездных пятен прежде всего как мест выхода локального магнитного поля на поверхность.

Сейчас у нескольких десятков активных звезд разных типов обнаружена собственная, достигающая до 0.3% в полосе U , поляризация излучения и вращательная модуляция параметров Стокса, связанные с присутствием на поверхности звезды локальных магнитных полей солнечного типа, занимающих значительную долю поверхности звезды [7].

Дифференциальное вращение

По длительным рядам фотометрических наблюдений или доплеровских карт возможно провести сопоставления найденных широт

пятен с периодами осевого вращения звезды в соответствующие эпохи. Такое сопоставление дает нам эффект дифференциального вращения — зависимость скорости вращения точки на поверхности звезды от ее широты. Первые же оценки показали наличие на звездах как дифференциального вращения солнечного типа (экватор вращается быстрее полюсов), так и противоположной картины.

Полученные нами оценки дифференциального вращения двух десятков звезд разных типов [8] показали для большинства звезд дифференциальное вращение солнечного типа с коэффициентом $D_r = 0.03 - 0.09$ (в то время как солнечное значение $D_r^\odot = 0.19$). В то же время пять наиболее холодных звезд показали дифференциальное вращение антисолнечного типа (с отрицательным коэффициентом D_r). Характер дифференциального вращения, по-видимому, не зависит от эволюционного статуса звезды. Значение параметра D_r уменьшается к более позднему спектральному классу, и при достижении некоторого критического спектрального класса солнечный характер дифференциального вращения переходит в антисолнечный.

Циклы активности и активные долготы

Открытая в середине XIX в. солнечная цикличность проявляется у активных звезд в их фотометрическом поведении, хромосферной активности (линии *CaII HK*), изменениях вспышечной активности, переключении активных долгот и вариациях дифференциального вращения.

Пятенная активность звезд проявляет себя в виде двух явлений, аналогичных солнечным, — колебаний площади пятен (аналог вариациям числа Вольфа) и изменений средней широты звездных пятен (аналог широтному дрейфу).

Для двух десятков программных звезд мы обнаружили цикличность колебаний полных площадей и средних широт пятен [8]. Все эти звезды, независимо от их эволюционного статуса, демонстрируют широтный дрейф пятен в течение цикла. У большинства звезд этот дрейф происходит в направлении экватора, по аналогии с солнечной диаграммой бабочек. Скорость широтного дрейфа пятен $\delta\phi$ довольно сильно варьируется от цикла к циклу и от звезды к звезде, составляя в среднем $\delta\phi = -0.8 \div -2.6$ градусов в год, в то время как солнечное значение скорости широтного дрейфа составляет

$\delta\phi^{\odot} = -3 \div -4$ градуса в год. Одновременно эти звезды показывают дифференциальное вращение солнечного типа, при котором экватор вращается быстрее околополюсных областей.

Наиболее холодные звезды (*V833 Tau*, *BY Dra*, *IM Peg* и *EV Lac*) демонстрируют картину, противоположную солнечной — дрейф пятен к полюсу и дифференциальное вращение анτισолнечного типа. Нами была получена зависимость скорости широтного дрейфа пятен $\delta\phi$ от спектрального класса звезды: $\delta\phi$ постепенно уменьшается к более холодным звездам и при достижении некоторого критического спектрального класса изменяет знак — дрейф пятен меняет характер на анτισолнечный. По-видимому, две звезды — *CG Cyg* и *HU Vir* — находятся вблизи критической границы, так как у них сочетаются дрейф пятен к полюсу и слабое дифференциальное вращение солнечного типа.

Обнаруживаемые циклы пятенной активности имеют характерную длину 4–16 лет, т. е. сравнимы с 11-летним циклом Швабе. Длительности цикла не показывают явной зависимости от спектрального класса звезды, ее скорости вращения и числа Россби. У ряда программных звезд сравнительно короткие циклы типа цикла Швабе сочетаются с более длительными и глубокими циклами, аналогичными вековому циклу Глайсберга. При этом полная площадь пятен может доходить в глубине такого цикла до половины поверхности звезды.

В то время как у Солнца цикл Швабе синхронизирует все процессы активности, для других звезд такой однозначной картины нет. Например, широко известные циклы хромосферной линии *CaII* могут как совпадать с пятенными (κ *Cet* = *HD* 20630), так и не показывать никакой корреляции (например, *BE Cet* или *EK Dra*). Известный у активной вспыхивающей звезды *EV Lac* цикл вспышечной активности также плохо согласуется с пятнообразованием. Достаточно плохо пятенный цикл коррелирован и с излучением хромосферы в линии H_{α} (*LQ Hya*, *VY Ari*, *EV Lac*). Вероятно, это связано с тем, что рассматриваемые звезды существенно моложе Солнца и их циклическая активность еще не установилась.

Общеизвестна секторная структура солнечного магнитного поля и солнечного ветра. Начиная с конца 80-х гг. у большинства запятенных звезд, независимо от эволюционного статуса, обнаруживаются две выделенные устойчивые долготы, разнесенные примерно на полпериода. Вблизи этих долгот отмечается концентрация не только наибольшей запятненности, но также областей повышенной хромо-

сферной активности, выходов локального магнитного поля и наиболее мощных вспышек. Происходящие время от времени переключения доминирующей активной долготы с одной на другую (так называемый *flip-flop* эффект) часто показывают тенденцию к цикличности [9], хотя у некоторых звезд они могут происходить и нерегулярно. Эффект наличия и переключения активных долгот обнаружен в слабой степени и на Солнце [10]. Длительности циклов переключения активных долгот не совпадают с циклом пятнообразования, но соотносятся как целые числа $P_{cyc}/P_{flip-flop} = 3 : 1, 2 : 1, 3 : 2, 5 : 4$ и пр. Вероятно, такие отношения выражают взаимодействие различных мод звездного динамо.

Дефицит излучения

Одним из актуальных вопросов солнечно-звездной физики является проблема создаваемого пятнами дефицита излучения. Даже для Солнца нет общепринятой теории стока энергии, и с равной степенью правдоподобия обсуждаются гипотезы сохранения энергии в подфотосферных слоях с небольшим подогревом конвективной зоны (Спруит), обтекание энергией области пятна и нагрев окружающей фотосферы (излучение суперполутени и окружающих факельных полей) и наконец вынос энергии из пятен вверх альвеновскими волнами (Паркер, Маллэн). При переходе от Солнца к более активным звездам, где дефицит излучения достигает до 30–40 % светимости (около $5 \cdot 10^{32}$ эрг/с для звезд наибольшей светимости), острота вопроса неимоверно возрастает.

Проведенное нами [11] непосредственное сравнение создаваемого пятнами дефицита энергии с одновременными радиационными потерями верхних атмосфер (хромосфер и корон) звезд показывает, что при изменении дефицита излучения ΔL_{bol} на три порядка существуют его корреляции с излучением хромосферы

$$lgL_{chr} = (0.70 \pm 0.03) \cdot lg\Delta L_{bol} + (7.6 \pm 0.9) \quad (1)$$

и короны

$$lgL_{cor} = (0.78 \pm 0.05) \cdot lg\Delta L_{bol} + (4.9 \pm 1.0), \quad (2)$$

в которые вписывается и Солнце. Полные радиационные потери внешних атмосфер при этом оказались существенно меньшими,

чем дефицит потока. При росте радиативных потерь внешних атмосфер возрастает вклад коронального излучения. Изменение относительных вкладов различных слоев атмосферы в общее излучение по сравнению со спокойными звездами говорит о существенной перестройке их внешних атмосфер. Таким образом, дефицит излучения идет на глобальную перестройку верхней атмосферы звезды, аналогичную той, что происходит локально во время солнечных вспышек. В пользу такой гипотезы говорят следующие факты.

1. Более высокая по сравнению с солнечной плотность хромосфер активных звезд (сравнимая с плотностью хромосфер при вспышке). Более того, проведенные расчеты «спокойной» хромосферы вспыхивающей звезды *EV Lac* показали на необходимость присутствия постоянной микровспышечной компоненты для воспроизведения наблюдаемых спектров.
2. Постоянно существующая горячая (6—15 МК) компонента корональной плазмы, наблюдаемая на Солнце только во время вспышек.
3. Квазистационарное микроволновое излучение короны, для поддержания которого также необходим постоянный микровспышечный фон.

Теория звездных пятен

В настоящее время развит ряд моделей генерации звездного динамо и всплытия трубок магнитного поля, формирующих пятна. Согласно этим моделям [12] широта всплытия трубки поля определяется прежде всего действующей на трубку кориолисовой силой, таким образом, она зависит от глубины конвективной зоны и скорости вращения звезды. Проведенные для *post T Tau* звезд и активных красных карликов расчеты предсказывают рост диапазона возможных широт пятен с ростом скорости вращения звезды. Однако для большинства таких звезд пятна не должны подниматься выше 70° , и полярные пятна этими расчетами не подтверждаются. Высокоширотные пятна, даваемые доплеровским картированием для *T Tau* звезд, подтверждаются данными расчетами. Предсказываемая для звезд-карликов тенденция роста возможных широт пятен с уменьшением массы звезды противоречит нашим результатам. Для систем типа *RS CVn* и звезд типа *FK Com* расчеты всплытия магнитных трубок не проводились.

Список литературы

1. *Kron G. E.* The probable detection of patches of varying brightness on *AR Lacertae B* // Publ. Astron. Soc. Pacif. 1947. Vol. 59. P. 261.
2. *Saar S. H., Peterchev A., O'Neal D. et al.* Starspot temperature and filling factor measurements for active dwarfs. // Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun / R. J. Garcia Lopez, R. Rebolo, M. R. Zapatero Osorio (eds) // Astron. Soc. Pacif. Conf. Ser. 2001. Vol. 223. CD. 1057.
3. *Donati J. F., Semel M., Carter B. D. et al.* Spectropolarimetric observations of active stars. // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 1997. Vol. 291. P. 658.
4. *Strassmeier K. G.* Latest results in Doppler imaging // Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun / R. J. Garcia Lopez, R. Rebolo, M. R. Zapatero Osorio (eds) // Astron. Soc. Pacif. Conf. Ser. 2001. Vol. 223. P. 271.
5. *Гершберг П. Е.* Активность солнечного типа звезд главной последовательности. Одесса: Астропринт, 2002.
6. *Алексеев И. Ю.* Запятненные звезды малых масс. Одесса: Астропринт, 2001.
7. *Алексеев И. Ю.* Обнаружение широкополосной линейной поляризации излучения активных звезд // Физика космоса: Тр. 32-й междунаро. студ. науч. конф. Екатеринбург, 2002 г.: Изд-во Урал. ун-та, 2003. С. 242.
8. *Alekseev I. Yu.* Starspots, activity cycles, and differential rotation on cool stars. // Sol. Phys. 2004. (in press).
9. *Berdyugina S. V., Tuominen I.* Permanent active longitudes and activity cycles on RS CVn stars. // Astron. Astrophys. 1998. Vol. 336. L. 25.
10. *Berdyugina S. V., Usoskin I. G.* Active longitudes in sunspot activity: Century scale persistence. // Ibid. 2003. Vol. 405. P. 1121.
11. *Алексеев И. Ю., Гершберг П. Е., Кацова М. М. et al.* О дефиците излучения звездных пятен // Астрон. журн. 2001. Т. 78. С. 558.
12. *Granzer Th., Schüssler M., Caligari P. et al.* Distribution of starspots on cool stars. II. Pre-main-sequence and ZAMS stars between $0.4 M_{\odot}$ and $1.7 M_{\odot}$ // Astron. Astrophys. 2000. Vol. 355. P. 1087.

ИОНИЗАЦИЯ В ДОЗВЕЗДНЫХ И ПРОТОЗВЕЗДНЫХ ОБЪЕКТАХ

Введение

Развитие астрофизики убедительно показало, что во многих космических процессах очень важную, а может быть, и важнейшую роль играет магнитное поле. Однако нейтральное вещество с магнитным полем не взаимодействует. Чтобы поле и газ «почувствовали» друг друга, газ должен быть хотя бы немного ионизован. Иными словами, в нем должны присутствовать заряженные частицы — ионы и электроны, которые через столкновения обеспечивали бы обмен энергией между полем и нейтральными частицами.

Помимо обеспечения взаимодействия вещества с магнитным полем космические ионы играют и еще одну важную роль, фактически формируя наблюдаемое многообразие химического состава межзвездных молекулярных облаков. Нейтральные молекулы взаимодействуют друг с другом довольно слабо, поэтому химические реакции с их участием либо очень медленны, либо обладают высокими энергетическими барьерами, т. е. начинают эффективно протекать лишь при очень высоких температурах, достигающих многих тысяч Кельвинов. Однако межзвездная химия существенно оживляется, если одна из двух участвующих в химической реакции молекул является молекулярным ионом, т. е. обладает электрическим зарядом. Реакции с участием молекулярных ионов, во-первых, быстры; во-вторых, эффективно протекают даже в холодных недрах молекулярных облаков при температурах не более 10 К.

Из этого следует, что как для взаимодействия межзвездного газа с магнитным полем, так и для обогащения его молекулярного состава этот межзвездный газ сначала нужно ионизовать. Конечно же, в самих звездах и их непосредственных окрестностях никаких проблем с ионизацией не возникает. Высокие температуры и обилие жестких квантов создают для нее самые благоприятные условия, настолько благоприятные, что даже элементы с высоким потенциалом

ионизации с легкостью лишаются не просто одного электрона, но значительной части своих электронных оболочек. Мощное коротковолновое излучение молодых звезд образует вокруг них так называемые «зоны НII» — области, в которых полностью ионизован водород, самый распространенный во Вселенной элемент.

В «обычной» межзвездной среде (МЗС) с ионизацией не так просто, но и там присутствует эффективный ионизирующий фактор — суммарное диффузное излучение всех звезд Галактики. Атомы водорода в окколзвездном пространстве вырезали из него самую коротковолновую часть, но и оставшегося ультрафиолетового фона, а также мягкого фонового рентгеновского излучения достаточно, чтобы ионизовать атомы менее распространенных элементов — углерода и металлов. Обеспечиваемая ими степень ионизации невелика, порядка 10^{-4} , однако ее хватает для весьма эффективного взаимодействия между магнитным полем и веществом.

Чем плотнее межзвездное вещество, тем сложнее проникать в него фотонам высоких энергий. Тем не менее даже в самых темных и холодных местах Галактики полной нейтральности не наблюдается.

Ионизация в дозвездных ядрах

Вопрос о степени ионизации вещества плотных ядер молекулярных облаков особенно интересен. Согласно одной из основных теорий звездообразования длительность процесса перехода газа в звезды определяется сдерживающим действием магнитного поля, которое не дает плотным неустойчивым сгусткам коллапсировать в динамической шкале [1]. В этом случае временная шкала коллапса t_{AD} , определяемая явлением амбиполярной диффузии, прямо пропорциональна степени ионизации x_e [2]:

$$t_{AD} \approx 5 \times 10^{13} x_e.$$

Для определения степени ионизации по наблюдениям можно попробовать просто просуммировать содержания всех наблюдаемых ионов. Однако этот способ всегда оставляет сомнение, не остались ли незамеченными какой-нибудь важный ион, например H_3^+ , или ионы металлов. Поэтому для оценки обилия электронов используют химические модели. В простейшем равновесном случае степень ионизации определяется балансом между процессами ионизации и рекомбинации молекулы водорода:

$$\zeta n_{H_2} = \beta n_i n_e = \beta n_e^2.$$

Здесь n_{H_2} — концентрация молекул водорода, β — коэффициент рекомбинации молекулярного иона, ζ — скорость ионизации в расчете на одну молекулу H_2 , n_i и n_e — концентрации молекулярного иона и электронов, равные между собой в силу закона сохранения заряда. Определив степень ионизации как

$$x_e = n_e / n_{\text{H}_2},$$

получаем известное выражение для степени ионизации

$$x_e = \sqrt{\frac{\zeta}{n_{\text{H}_2} \beta}}. \quad (1)$$

Поскольку выражение это весьма приблизительное, при его использовании допускают дополнительные упрощения, в частности заменяя концентрацию молекул водорода на концентрацию ядер водорода. Кроме того, процедура вывода выражения (1) подразумевает, что степень ионизации определяется молекулярным ионом H_2^+ , хотя на самом деле этот ион после образования быстро реагирует с нейтральной молекулой водорода, образуя ион H_3^+ , который уже рекомбинирует с электроном. Поэтому используемый в (1) коэффициент β — это коэффициент диссоциативной рекомбинации H_3^+ . Величина его, к сожалению, известна довольно плохо, и ее уточнение продолжает оставаться одной из наиболее насущных астрохимических проблем [3]. Еще одна потенциальная неопределенность связана с обилием металлов. При наличии в среде атомов натрия, железа и прочих элементов, молекулярные ионы не рекомбинируют с электронами, а передают заряд этим атомам. Поскольку коэффициент рекомбинации у металлов очень мал, заряд в них как бы консервируется, в результате чего степень ионизации может оказаться существенно выше, чем предсказывает выражение (1) [4].

Скорость ионизации H_2 определяется частотой взаимодействия этой молекулы с частицами космических лучей, которые являются единственным фактором, способным проникать в недра молекулярных облаков (для ослабления потока космических лучей в e раз требуется плотность на луче зрения, равная $100 \text{ г}\cdot\text{см}^{-2}$ [5]). Принятое теперь «стандартное» значение скорости ионизации молекулярного водорода космическими лучами равно $\zeta = 1.3 \times 10^{-17} \text{ с}^{-1}$. Оно было определено в 1968 г. Спитцером и Томаско [6] и с тех пор с малыми вариациями используется для оценки степени ионизации и моделирования химической эволюции молекулярных облаков. Дальнейшие

наблюдательные исследования пока в основном подтверждают его, по крайней мере с точностью до порядка величины и с некоторым предпочтением в сторону немного бóльших значений. Однако есть и указания на то, что эта величина может оказаться существенно выше, порядка 10^{-15} с^{-1} [3, 7].

Другой распространенный способ определения x_e состоит в одновременном измерении содержаний иона HCO^+ и DCO^+ и в простейшем варианте не требует знания скорости ионизации и коэффициента рекомбинации иона H_3^+ . Если в химическую модель включены только реакции образования и разрушения этих ионов, степень ионизации дается выражением [8]

$$x_e \approx 10^{-7} \left(\frac{0.27}{R_D} - 1.9 \right),$$

где R_D — фракцинация HCO^+ , т. е. отношение обилия DCO^+ к обилию HCO^+ . Уже первые попытки применения этого метода к молекулярным облакам показали, что степень ионизации в них не превышает 10^{-7} [9, 10]. Более поздние данные подтвердили, что при плотностях порядка 10^4 см^{-3} типичное значение степени ионизации — 10^{-7} [11, 12]. При более высоких значениях плотности степень ионизации становится еще меньше. В известном дозвездном ядре L1544 при плотности $\sim 10^6 \text{ см}^{-3}$ содержание электронов падает до нескольких единиц на 10^{-9} . При этом, по данным Каселли и др. [13], эта величина превышает обилие иона HCO^+ , доминирующего при меньших плотностях. Вероятно, в условиях вымораживания CO и других соединений углерода роль главного иона переходит к H_3^+ . Интересное предположение высказано в работе Каселли и др. [14] — измеренное ее авторами содержание иона H_2D^+ в ядре L1544 примерно совпадает со степенью ионизации в этом объекте. Это может означать, что в центральной части L1544 (при $R < 1500 \text{ а. е.}$) доминантным ионом является даже не H_3^+ , а его дейтерированный аналог.

Наблюдения пока не дают ответа на вопрос, что происходит со степенью ионизации при еще более высоких плотностях. Теоретические модели вполне ожидаемо предсказывают, что по мере сжатия степень ионизации продолжает уменьшаться, при плотностях $> 10^{10} \text{ см}^{-3}$ падая ниже 10^{-12} [15]. Правда, в этих условиях роль главных носителей заряда переходит к пылинкам.

Ионизация в протопланетных дисках

Ионизационная картина существенно усложняется, когда процесс протозвездного коллапса в конце концов приводит к образованию молодой звезды, окруженной аккреционным диском. Как показано в работе Семенова и др. [17], ионизационная структура такого диска очень сложна. Это связано со многими факторами. В центральных областях диска температура газа достигает значений, когда важной становится тепловая ионизация элементов с низким ионизационным потенциалом (калия и натрия). Дальше от центра диска плотность вещества столь велика, что в срединной области поток космических лучей оказывается существенно ослабленным, и там единственным источником ионизации остается распад радиоактивных элементов, в первую очередь алюминия-26. Скорость ее крайне мала и по самым оптимистичным оценкам не превышает $6 \times 10^{-19} \text{ с}^{-1}$ [16].

С другой стороны, в газопылевых дисках, окружающих молодые звезды, появляется другой мощный ионизирующий фактор — рентгеновское излучение. Как свидетельствуют наблюдения, звезды типа Т Тельца являются рентгеновскими источниками со светимостью порядка 10^{28} – $10^{29} \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1}$. Эта светимость в пересчете на скорость ионизации приводит к значениям ζ , превышающим 10^{-12} с^{-1} на расстоянии около 1 а. е. от звезды.

Таблица 1. Доминантные ионы в срединной области, промежуточном слое и поверхностном слое протопланетного диска

r , а. е.	1	3	10	30	100	300
Поверхностный слой	C^+ H^+	C^+ H^+	C^+	C^+	C^+	C^+
Промежуточный слой	Mg^+	HCO^+ S^+ H_3^+ и др.	HCO^+	HCO^+	HCO^+	HCO^+
Срединная область	Na^+	HCNH^+	HCO^+	HCO^+	N_2H^+	H_3^+

В целом диск разделяется на три слоя, доминантные ионы для которых перечислены в таблице (здесь рассматриваются лишь относительно далекие от центра области, где тепловой ионизацией можно пренебречь). Поверхность диска освещается звездой, и основным

ионизирующим фактором здесь являются ультрафиолетовые и рентгеновские кванты. Наличие УФ-излучения приводит к практически полной фотоионизации углерода, поэтому основным ионом поверхностного слоя является C^+ . Исключение составляют ближайшие к звезде области диска, где рентгеновское излучение ионизует даже часть водорода. В срединной области ионизацию обеспечивают только радиоактивные элементы и космические лучи. Ближе к центру из-за высокой температуры газа и пыли часть атомов металлов испаряется из пылинок и, перехватывая заряды у молекулярных ионов, поддерживает x_e на уровне $\sim 10^{-9}$. Дальше от центра диск становится холоднее и плотнее. При $3 \text{ а. е.} < r < 10 \text{ а. е.}$ величина x_e крайне мала, порядка 10^{-15} – 10^{-13} . Как и в наиболее плотных (и пока ненаблюдаемых) областях протозвездных облаков, основными носителями заряда тут являются пылинки. На окраине диска, в несколько менее плотном и холодном газе, доминантными являются ионы, типичные и для дозвездных ядер. Наиболее интересен, разумеется, пограничный слой между темной срединной областью и освещенной поверхностью. Тут определяющую роль в ионизации вещества играет рентгеновское излучение, причем за величину x_e отвечает довольно сложный комплекс химических реакций. В результате выражение (1) здесь совершенно несправедливо.

Важность космических лучей как ионизирующего фактора в протопланетных дисках иногда оспаривается, поскольку магнитное поле диска может препятствовать проникновению заряженных частиц в его недра [18]. Однако при наличии рентгеновского излучения ионизация космическими лучами и так отходит на второй план. Нужно отметить, что на дозвездной фазе взаимодействие космических лучей с магнитным полем может оказаться более важным.

Бистабильность в степени ионизации

Разумеется, использование выражения вида (1) или любых других равновесных расчетов может приводить к ошибкам в тех случаях, когда время установления равновесия оказывается больше характерного времени задачи. Однако предположение о равновесии скрывает в себе еще одну потенциальную неопределенность, связанную с существованием у равновесного варианта уравнений химической эволюции двух семейств решений, соответствующих двум устойчивым ионизационным состояниям межзвездной среды — с высокой (10^{-6}) и низкой (10^{-8}) степенью ионизации [19]. Такая бистабильность прояв-

ляется в определенном диапазоне плотностей и ζ при варьировании начального состава исследуемой среды. Значимость этого результата для моделирования ионизационного состояния в реальных объектах остается пока неясной: бистабильность проявляется только в моделях, в которых не учитывается наличие пыли, что по современным представлениям делает их нереалистичными.

Работа поддержана грантами НШ-162.2003.2 и РФФИ 04-02-16637.

Список литературы

1. *Shu F. H., Adams F. C., Lizano S.* Star formation in molecular clouds: observations and theory // *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.* 1987. Vol. 25. P. 23.
2. *Снитцер Л. (мл.).* Физические процессы в межзвездной среде. М.: Мир, 1981.
3. *McCall B. J., Huneycutt A. J., Saykally R. J. et al.* An enhanced cosmic-ray flux towards ζ Persei inferred from a laboratory study of the $\text{H}_3^+ - \text{e}^-$ recombination rate // *Nature*. 2003. Vol. 422. P. 500.
4. *Oppenheimer M., Dalgarno A.* The fractional ionization in dense interstellar clouds // *Astrophys. J.* 1974. Vol. 192. P. 29.
5. *Umebayashi T., Nakano T.* Fluxes of energetic particles and the ionization rate in very dense interstellar clouds // *Publ. Astron. Soc. Jap.* 1981. Vol. 33. P. 617.
6. *Spitzer L., Tomasko M. G.* Heating of HI regions by energetic particles // *Astrophys. J.* 1968. Vol. 152. P. 971.
7. *Solomon P. M., Werner M. W.* Low-energy cosmic rays and the abundance of atomic hydrogen in dark clouds // *Ibid.* 1971. Vol. 165. P. 41.
8. *Caselli P.* Deuterated molecules as a probe of ionization fraction in dense interstellar clouds // *Planetary and Space Science*. 2002. Vol. 50. P. 1133.
9. *Wootten A., Snell R., Glassgold A. E.* The determination of electron abundances in interstellar clouds // *Astrophys. J.* 1979. Vol. 234. P. 876.
10. *Guélin M., Langer W. D., Wilson R. W.* The state of ionization in dense molecular clouds // *Astron. Astrophys.* 1982. Vol. 107. P. 107.

11. *Caselli P., Walmsley C.M., Terzieva R. et al.* The ionization fraction in dense cloud cores // *Astrophys. J.* 1998. Vol. 499. P. 234.
12. *Williams J. P., Bergin E. A., Caselli P. et al.* The ionization fraction in dense molecular gas. I. Low-mass cores // *Astrophys. J.* 1998. Vol. 503. P. 689.
13. *Caselli P., Walmsley C. M., Zucconi A. et al.* Molecular ions in L1544. II. The ionization degree // *Ibid.* 2002. Vol. 565. P. 344.
14. *Caselli P., Tak F. F. S. van der, Ceccarelli C. et al.* Abundant H_2D^+ in the pre-stellar core L1544 // *Astron. Astrophys.* 2003. Vol. 403. P. L37.
15. *Desch S. J., Mouschovias T. Ch.* The magnetic decoupling stage of star formation // *Astrophys. J.* 2001. Vol. 550. P. 314.
16. *Finocchi F., Gail H.-P.* Chemical reactions in protoplanetary disks. III. The role of ionisation processes // *Astron. Astrophys.* 1997. Vol. 327. P. 825.
17. *Semenov D., Wiebe D., Henning Th.* Reduction of chemical networks. II. Analysis of the fractional ionisation in protoplanetary discs // *Ibid.* 2004. Vol. 417. P. 93.
18. *Dolginov A. Z., Stepinski T. F.* Are cosmic rays effective for ionization of protoplanetary disks? // *Astrophys. J.* 1994. Vol. 427. P. 377.
19. *Lee H.-H., Roueff E., Pineau des Forêts G. et al.* Bistability in large chemical networks: a global view // *Astron. Astrophys.* 1998. Vol. 334. P. 1047.

В. Ф. Есипов

Государственный астрономический
институт им. П. К. Штернберга

ТЕПЕРЬ МОЖНО ОБ ЭТОМ РАССКАЗАТЬ

- Правда о начале космической эры.
- Первые работы астрономов ГАИШ с Королевым.

Н. И. Глебова, Н. Б. Железнов, М. В. Лукашова,
А. А. Малков, М. Л. Свешников
Институт прикладной астрономии РАН

АСТРОНОМИЧЕСКИЕ ЕЖЕГОДНИКИ

Краткая история астрономических ежегодников

Практическое приложение теоретической астрономии заключается в вычислении разного рода эфемерид. Основные эфемериды, обеспечивающие производство астрономических и астрономо-геодезических работ, а также морскую и воздушную навигацию, издаются в виде астрономических ежегодников.

В разных странах ежегодники стали публиковаться специально созданными государственными учреждениями очень давно.

«**Connaissance des Temps**» (СТ) издается во Франции с 1678 г. До 1795 г. ежегодник издавался на пожертвования частных судовладельцев, но с 1795 г. по постановлению Конвента его издание было поручено Бюро долгот (Bureau des longitudes). С 1995 г. издается Институтом небесной механики (L'institute de mécanique céleste et de calcul des éphémérides, Paris).

«**The Nautical Almanac and Astronomical Ephemeris**» (NAAE) начал издаваться в Великобритании под эгидой Совета по долготам, основанного в 1714 г.

«**The American Ephemeris and Nautical Almanac**» (AENA) издается с 1855 г. в Морской обсерватории США (U. S. Naval Observatory, Washington).

В 1960 г. два ежегодника — NAAE и AENA — были объединены в издание «**The Astronomical Almanac**» (AsA), из которого были исключены эфемериды видимых мест звезд.

«**Berliner Astronomische Jahrbuch**» (BAJ) издавался с 1776 г. Берлинской академией наук. С 1960 г. выпуск прекращен.

«**The Japanese ephemerides**» (JE) выпускается с 1943 г. Гидрографическим отделением Береговой службы Японии (Hydrographic Department Japan Coast Guard, Tokio).

© Н. И. Глебова, Н. Б. Железнов, М. В. Лукашова, А. А. Малков,
М. Л. Свешников, 2005

«The Indian Astronomical Ephemeris» (IAE) издается с 1958 г. Метеорологическим департаментом Индии (India Meteorological Department, New Delhi).

В 1911 г. на астрономической конференции в Париже было решено начать выпуск специального ежегодного издания, который содержал бы всю необходимую информацию об орбитах и эфемеридах малых планет. «Kleine Planeten» (KP) издавался с 1915 г. в Астрономическом вычислительном институте в Берлине (Astronomisches Rechen-Institut). В 1945 г. выпуск ежегодника прекращен.

История российских астрономических эфемерид тесно связана с развитием морского флота России. В 1703 г. в Москве в книге Л. Ф. Магницкого «Арифметика, сиречь наука числительная...» опубликован список склонений Солнца на 1703–1727 гг., предназначенный специально для русских моряков. В дальнейшем вплоть до 1814 г. в России выходили отдельными изданиями различные таблицы для морской астронавигации, используемые наряду с «Nautical Almanac». С 1814 по 1855 г. Адмиралтейским департаментом издавался «Морской месяцеслов», но с 1856 г. на флоте стал использоваться только «Nautical Almanac».

В 1895 г. в России был выпущен первый «Русский астрономический календарь», составленный Нижегородским кружком любителей физики и астрономии. С 1909 по 1923 г. издавался Ежегодник Русского астрономического общества. Оба эти календаря составлены по материалам, взятым из иностранных альманахов, причем публикуемые эфемериды удовлетворяли только любителей. В апреле 1917 г. на I Всероссийском астрономическом съезде П. М. Горшков предложил создать в России «Астрономический Ежегодник» (АЕ) по типу зарубежных альманахов. В 1919 г. был создан Государственный Вычислительный Институт (ГВИ), одной из неотложных задач которого было составление эфемерид малых планет и вычисление других данных, ныне помещаемых в АЕ. В 1920 г. институт выпустил семь отдельных брошюр. Первый же русский АЕ был составлен под руководством Б. В. Нумерова в ГВИ на 1922 г. и выпущен в декабре 1921 г.

В 1928 г. ГВИ был преобразован в Астрономический институт. До 1940 г. большая часть материалов АЕ заимствовалась из зарубежных альманахов «Nautical Almanac» и «Berliner Jahrbuch», и только эфемериды звезд, отсутствующих в этих изданиях, но входящих в российские наблюдательные программы, а также эфемериды затмений и некоторые таблицы вычислялись в институте.

В отдельные периоды издания АЕ происходили существенные изменения в содержании и форме ежегодника в соответствии с рекомендациями Международного астрономического союза (МАС) и потребностями пользователей. Наибольшие изменения были в АЕ на 1941, 1960, 1981, 1986 гг. Эти изменения были вызваны введением новых систем астрономических постоянных, созданием новых теорий движения небесных тел и новых звездных каталогов, расширением разделов АЕ.

АЕ на 1941 г. — это полностью переработанное издание АЕ (ред. Н. И. Идельсон), основные структурные черты которого сохранены до настоящего времени. Он учитывал все потребности астрономо-геодезических работ того времени. Главное достоинство АЕ заключалось в том, что все помещенные в нем эфемериды были вычислены в институте самостоятельно. Вычисления, набор и печатание АЕ на 1943 г. производилось в трудных условиях военного времени в Казани, Москве и блокадном Ленинграде. В 1943 г. Астрономический институт был преобразован в Институт теоретической астрономии АН СССР (ИТА).

С 1998 г. «Астрономический ежегодник» издается Институтом прикладной астрономии РАН (ИПА РАН) (ред. Н. И. Глебова). С выпуска АЕ на 2004 г. начата новая коренная реформа Ежегодника в соответствии с решениями МАС 2000 г. и пожеланиями пользователей.

Запуск космических спутников и развитие астродинамики в СССР поставили новые задачи перед эфемеридной астрономией; возникли новые требования к форме и точности эфемерид, публикуемых в АЕ. В связи с этим идеи и разработки, реализованные при подготовке АЕ, получили дальнейшее развитие при выпуске **«Дополнений к «Астрономическому ежегоднику»» (ДопАЕ)** — специальных таблиц положений и скоростей больших тел Солнечной системы, определенных с повышенной точностью. Первый выпуск ДопАЕ был подготовлен в декабре 1958 г.

С 1930 г. в нашей стране стал издаваться специализированный **«Морской астрономический ежегодник» (МАЕ)** (ред. Н. И. Идельсон), а с 1930 г. **«Авиационный астрономический календарь» (ААК)**, с 1936 г. получивший название **«Авиационный астрономический ежегодник» (ААЕ)**.

В 2002 г. ИПА РАН и ГМА им. адм. С. О. Макарова разработаны оригинал-макеты астрономических навигационных пособий, аналогичных МАЕ, но, в отличие от него, рассчитанных на более дли-

тельный временной интервал. Речь идет о двухгодичном **«Морском астрономическом альманахе» (МАО)**. Важным качеством МАО является то, что его объем лишь на 25—30 страниц превышает объем МАЕ. В 2002 г. вышел в свет первый выпуск МАО на 2002—2003 гг.

Также неоднократно и кардинально менялись форма и содержание «Авиационного астрономического ежегодника» (с 1946 г. ред. И. Д. Жонголович) в зависимости от специфики условий эксплуатации, технической оснащенности воздушных судов и наземного оборудования. Особенно большие изменения происходили в 1987 и 1992 гг. В 1996 г. вышел последний том ААЕ, так как Министерство обороны в силу финансовых затруднений прекратило выпуск ежегодников.

В 1946 г. президент МАС Спенсер Джонс в связи с необходимостью восстановления мировой эфемеридной службы малых планет, которая оказалась полностью дезорганизованной во время второй мировой войны, предложил АН СССР организовать вычисление эфемерид малых планет в ближайшие годы в Советском Союзе. Впервые выпуск **«Эфемерид малых планет» (ЭМП)** был начат ИТА в 1947 г. Две тоненькие тетрадки ЭМП на 1947 г. содержали эфемериды 435 малых планет из, примерно, 1200 занумерованных малых планет, которые имели оппозицию в том году. Но уже на следующий, 1948 г. ИТА подготовил под руководством профессора Н. С. Самойловой-Яхонтовой эфемериды всех 1561 нумерованных к тому времени малых планет. Решение Генеральной Ассамблеи МАС в 1951 г. закрепило статус ЭМП как международного ежегодника, издаваемого под эгидой МАС и следующего научной политике, осуществляемой Комиссией 20 МАС (положение и движение малых планет, комет и естественных спутников).

Основная сложность в подготовке ЭМП заключалась в большой трудоемкости вычисления эфемерид. Поэтому эфемериды многих малых планет вычислялись по формулам невозмущенного движения. Лишь появление в ИТА вычислительных машин позволило полностью решить эту проблему.

Другая отличительная особенность ЭМП заключается в неуклонном росте объема издания, связанном с увеличивающимся из года в год количеством занумерованных малых планет. Если в 1968 г. том ЭМП состоял из 164 страниц (1726 малых планет), в 1988 г. — из 368 страниц (3516 малых планет), то в 2002 г. ЭМП содержали уже 1296 страниц (20957 малых планет). В следующем году ЭМП вышли в сокращенном формате, а еще через год произошла реформа ежегодника. С 2004 г. ЭМП выходят в виде печатного издания, со-

держашего информацию о малых планетах с абсолютной звездной величиной не более 13.5 и в виде версии на компакт-диске, где приводится информация о всех занумерованных малых планетах.

С 1998 г. «Эфемериды малых планет» (ред. В. А. Шор) издаются в ИПА РАН.

Современное состояние ежегодников

«Астрономический ежегодник» (АЕ)

Ежегодник содержит эфемериды Солнца, Луны и больших планет, средние и видимые места 779 звезд. Выбранный объем звезд связан с необходимостью обеспечения астрономо-геодезических работ на территории России. Кроме того, публикуются сведения о различных астрономических явлениях — затмениях Луны и Солнца, планетных конфигурациях, восходах и заходах Солнца и Луны и т. д. Эфемеридные вычисления проводятся в соответствии с рекомендациями МАС, а точность публикуемых геоцентрических координат планет и звезд составляет $0. > > 01$. Объяснение, содержащее примеры, иллюстрирует возможность вычисления различных эфемерид для любого момента времени и места наблюдения.

В таблице приведен сравнительный анализ основных разделов, содержащихся в «Астрономическом ежегоднике» и зарубежных альманахах *. Видно, что отличительной особенностью АЕ с самого начала его издания было стремление полностью обеспечить всеми необходимыми данными астрономо-геодезические работы на территории страны. В этом отношении АЕ является наиболее полным среди национальных ежегодников.

Пользователи также могут приобрести дискеты, содержащие данные всех разделов ежегодника. Часть материалов, публикуемых в ежегоднике (моменты начала сезонов, данные о фазах Луны, планетных конфигурациях, затмениях), а также список координат обсерваторий размещены в Интернете на сайте ИПА РАН.

«Морской астрономический ежегодник» (МАЕ)

Основным содержанием ежегодника являются ежедневные таблицы, содержащие гринвичские часовые углы и склонения Солнца,

* «Чебышев» — данные представлены в виде полиномов Чебышева;

«ЕА» — эфемериды приведены в «Astronomique Éphémérides»;

«(+)» — покрытия Луной только для планет.

Таблица 1. Сравнение характеристик национальных ежегодников к 2003 г

Ежегодник	АЕ	AsA,1981	СТ	JE	IAE
Год осн-ия	1922	1767+1855	1679	1943	1958
Страна	Россия	USA+UK	France	Japan	India
Объем	610 с.	520 с.	50 с.	500 с.	500 с.
Теория	DE200	DE200	VSOP87	DE200	DE200
Солнце					
Координаты	Таблицы 0''01	Таблицы 0''01	Чебышев 0''03	Таблицы 0''01	Таблицы 0''01
Луна					
λ, β	табл.	Таблицы	Чебышев	12^h табл.	—
α, δ	12^h табл. +Чеб. 0''01	1^d табл. 0''1	Чебышев 0''03	1^h табл. 0''01	1^h табл. 0''01
Планеты и спутники					
Координаты	Таблицы 0''01	Таблицы 0''01	Чебышев 0''3 ÷ 1''	Таблицы 0''01 ÷ 0''1	Таблицы 0''1
Физ. эфем.	+	+	ЕА	—	—
Спутники	—	+	Чебышев	—	—
Феномены					
Вос./зах.:					
Сол.+Луна	+30° ÷ +70°	−50° ÷ +66°	Париж	0° ÷ +50°	0° ÷ +50°
Сумерки	—	+	—	+	+
Затмения	+	+	+	+	+
Покрытия	(+)	(+)	ЕА	+	+
Звезды					
Ср. места	779 зв.	1467 зв.	ЕА: 150 зв.	1540 зв.	240 зв.
Вид. места	779 зв. 0''01	— 1''	— 1''	2 зв. 0''01	70 зв. 0''01
Ред. вел.	Таблицы	Таблицы	Чебышев	Таблицы	Таблицы

Луны, некоторых больших планет и 160 навигационных звезд для решения задач морской астронавигации. Всего вычисляется около 100 астрономических параметров. Эфемериды даны с точностью 0,1.

«Морской астрономический ежегодник», издаваемый тиражом около 7000 экз., является одним из фундаментальных изданий Института. В соответствии с конвенциями Международной морской организации (ИМО) по дипломированию, несению вахты и охране жизни на море и наставлениями по организации штурманской службы Военно-морского флота России все морские суда должны иметь необходимые пособия для:

1. Определения места судна в море: днем — по наблюдениям Солнца и в сумерках — по звездам (когда одновременно видны и звезды и горизонт);

2. Определения поправки компаса. Постоянный учет этого параметра на каждой вахте, при смене курса, после стрельб и т. д. является одним из важнейших условий безопасного и экономичного плавания. Поправка компаса, как суммарное влияние земного и судового магнитного поля на магнитную стрелку судна, в открытом море определяется только астрономическими методами.

«Морской астрономический альманах» (МАА)

Альманах, не отличаясь по объему от «Морского ежегодника», значительно более информативен и не требует других пособий для обработки навигационных наблюдений. Точность представления информации, как и в ежегоднике, 0,1.

«Морской астрономический альманах» одобрен Департаментом безопасности мореплавания Государственной службы морского флота (Росморфлот) Министерства транспорта Российской Федерации и рекомендован к использованию судоводительским составом судов флота РФ.

«Эфемериды малых планет» (ЭМП)

В ЭМП на 2005 г. приводятся элементы и даты оппозиций малых планет, астероидов, сближающихся с Землей (АСЗ, NEAs), «кентавров» и транснептуновых объектов, оскулирующие элементы и обратные массы возмущающих планет (большие планеты, а также Церера, Паллада и Веста), параметры световых кривых малых планет. Большую часть ЭМП занимают эфемеридные положения малых планет, приведенные на четыре близопозиционные даты с интервалом в 20 дней для каждого астероида (до 2003 г. эфемериды вычислялись на

восемь дат). Эфемериды АСЗ и «необычных» малых планет публикуются с переменным шагом в 2, 5 или 10 дней на ряд дат в окрестности сближения малой планеты с Землей или вблизи ее оппозиции. В конце ежегодника приводятся ежедневные экваториальные координаты антисолнца и Луны.

Печатный вариант ЭМП на 2005 г. содержит информацию о 16004 малых планетах со звездной величиной не более 13.5, а версия на компакт-диске — о 73636 занумерованных малых планетах.

ЭМП распространяются в виде печатного издания с вложенным компакт-диском, на котором записаны полная версия ЭМП, а также разработанный в ИПА РАН пакет AMPLE — интегрированный программный пакет для персонального компьютера, позволяющий решать многочисленные задачи, связанные с малыми планетами.

Перспективы развития астрономических ежегодников

Основные задачи эфемеридной астрономии группируются вокруг двух главных проблем: достижения максимальной точности результатов и максимального удобства в пользовании. Поэтому необходима унификация основного содержания ежегодников различных стран. Такая унификация осуществляется МАС, в составе которого имеется специальная комиссия по эфемеридам. Постановления этой комиссии четко намечают важнейшие линии работы по всем ежегодникам. Основные рекомендации касаются использования стандартной системы фундаментальных постоянных, систем времени, теорий движения и алгоритмов для вычислений.

XXIV Генеральная ассамблея МАС рекомендовала с 1 января 2003 г. перейти к прецессионно-нутационной модели вращения Земли IAU 2000A, включающей не только улучшенную теорию нутации, но и поправки к прецессионным постоянным IAU 1976 в форме вековых членов нутации в долготе и наклоне.

Кроме того, решено заменить в эфемеридных вычислениях теорию движения больших планет и Луны DE200/LE200 на DE405/LE405, используемую в IERS Conventions с 1996 г.

Наиболее революционной оказалась рекомендация об использовании с 1 января 2003 г. небесного эфемеридного начала (CEO), известного с конца 70-х гг. прошлого века как «невращающееся начало» (non-rotating origin).

В ИПА РАН принято решение о полной реформе АЕ в течение ближайших лет — реформе, учитывающей как последние резолюции МАС, так и пожелания пользователей ежегодника.

В выпуске АЕ на 2004 г. уже произошли существенные изменения в большинстве разделов ежегодника:

- в качестве эфемеридной основы при вычислении эфемерид Солнца, Луны и планет используется теория DE405/LE405, разработанная в JPL;
- при вычислении эфемерид звезд используется каталог FK6, а эфемериды звезд списка АЕ, не вошедшие в этот каталог, основаны на данных из каталога HIPPARCOS;
- кроме того, с выпуска АЕ на 2003 г. эфемериды для физических наблюдений вычисляются с параметрами вращения планет, принятыми в 2000 г.

Однако в этом томе продолжает использоваться прецессия IAU 1976 и нутация IAU 1980.

В дальнейшем предполагается:

- расширить использование каталога FK6 для звезд списка АЕ;
- при вычислении видимых мест объектов применять прецессионно-нутационную модель IAU 2000;
- за счет сокращения числа звезд, для которых в ежегоднике публикуются видимые места, ввести раздел, посвященный эфемеридам спутников планет (в первую очередь галилеевым спутникам Юпитера);
- включить в ежегодник таблицы параметров X , Y , s , θ концепции небесного эфемеридного начала;
- планетные эфемериды основывать на теории движения больших планет EPM2003, созданной в ИПА РАН и по точности являющейся отечественным аналогом эфемериды DE405;
- для подготовки ежегодников разработать новую версию программной системы ПС АЕ на основе системы ЭРА (Эфемеридные Расчеты в Астрономии), созданной в ИПА РАН.

Заключение

Спрос на такие ежегодники, как МАЕ или МАА, по-видимому, будет сохраняться и в будущем, однако тираж других печатных изданий будет сокращаться. Это сокращение связано с развитием компьютерной техники и электронных средств информации, в результате чего спрос на печатные справочные издания падает.

Поэтому перспективы таких ежегодников, как АЕ или ЭМП, зависят от создания и дальнейшего усовершенствования их электронных версий (программных пакетов), размещения необходимой информации и программ на Интернет-сайтах. В частности, для развития ЭМП в рамках ИПА РАН разработан пакет AMPLE, позволяющий конструировать не только любую страницу ЭМП, но и решать другие важные задачи, имеющие отношения к малым планетам. Ежемесячно на ftp-сервере ИПА РАН размещаются обновленные таблицы ЭМП, а часть таблиц АЕ каждый год помещается на сайте института.

Несмотря на то, что в будущем издание ежегодников связано с развитием их программных аналогов, печатные издания ежегодников еще долгое время будут сохранять свое значение и как привычный для человека инструмент в научной и практической работе, и как резервное пособие на случай невозможности использования электронных средств.

Список литературы

1. *Валяев В. И., Глебова Н. И., Малков А. А.* Астрономические ежегодники: настоящее и будущее // Тр. ИПА РАН. 2001. Вып. 6. С. 185–194.
2. IERS Conventions 2003 (ed. McCarthy D. D.). IERS Technical Note. № 32, IERS/Obs. de Paris, 2003.
3. *Брумберг В. А., Глебова Н. И., Лукашова М. В. и др.* Расширенное объяснение к «Астрономическому ежегоднику» // Тр. ИПА РАН. 2004. Вып. 10.
4. *Крашенинников С. В., Скрипниченко В. И., Чернетенко Ю. А. и др.* Эфемериды малых планет на 2001 год: новая форма и содержание // Там же. 1999. Вып. 4. С. 352–363.
5. Эфемериды малых планет на 2005 год / Под ред. Шор В. А. СПб.: ИПА РАН, 2004.

Р. Я. Жучков¹, В. В. Орлов², А. В. Рубинов²

¹ Казанский государственный университет,

² Санкт-Петербургский государственный университет

УСТОЙЧИВОСТЬ КРАТНЫХ ЗВЕЗД И ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ИХ КОМПОНЕНТ

Введение

Кратные звезды представляют собой широкий класс астрономических объектов, которые уже более двух столетий привлекают внимание многих выдающихся астрономов, начиная с семей Гершелей и Струве.

Двести лет назад сэр Уильям Гершель первым обнаружил орбитальное движение компонентов у нескольких кратных звезд и ввел термин «двойная звезда» («binary star») как «совокупность двух звезд, связанных друг с другом посредством сил взаимного притяжения». Его сын, сэр Джон Гершель, первым начал систематическое изучение двойных звезд в Южном полушарии (на мысе Доброй Надежды).

В России пионером в изучении кратных звезд был первый директор Пулковской обсерватории Василий Яковлевич Струве. Он проводил измерения относительных положений компонентов на рефракторе с экваториальной монтировкой, снабженном часовым механизмом и нитяным микрометром. Кроме относительных положений Струве определял экваториальные координаты обнаруженных кратных звезд на меридианном круге. Дело отца продолжил его сын, Отто Васильевич Струве. На крупнейшем в то время 15-дюймовом рефракторе он открыл более 500 новых кратных звезд.

В конце XIX в. Пикеринг и Фогель почти одновременно открывают первые спектрально-двойные системы Мицар и Спикку.

В начале XX столетия появляются общие каталоги кратных звезд, составленные на основе их визуальных наблюдений. Здесь следует отметить каталоги Бернхема, Эйкина и Иннеса. В дальнейшем появляются каталоги спектрально-двойных и затменных переменных. Труд многих поколений наблюдателей кратных звезд не остался невостребованным. Все больше специалистов в различных областях астрономии обращаются к исследованиям кратных звезд.

Таблица 1. Основные современные каталоги кратных звезд

Название каталога	Краткое описание	Число объектов	Ссылка
Fourth Catalog of Interferometric Measurements of Binary Stars	Каталог результатов спекл-интерферометрических наблюдений	46882	http://ad.usno.navy.mil/wds/int4.html
Washington Double Star Catalog (WDS)	Каталог результатов визуальных наблюдений	98084	http://ad.usno.navy.mil/wds/wds.html
The Second Photometric Magnitude Difference Catalog	Каталог разностей блеска в системах	31303	http://ad.usno.navy.mil/wds/dm2.html
Sixth Catalog of Orbits of Visual Binary Stars	Каталог орбит визуальных систем	1710	http://ad.usno.navy.mil/wds/orb6.html
Ninth Catalogue of Spectroscopic Binary Orbits	Каталог орбит спектрально-двойных	2059	http://sb9.astro.ulb.ac.be
Multiple Star Catalogue	Каталог кратных звезд с известными орбитами	1690 подсистем	http://vizier.u-strasbg.fr/cgi-bin/VizieR-2
Catalog of Components of Double and Multiple stars	Каталог компонентов кратных систем	105838 компонентов	http://vizier.u-strasbg.fr/cgi-bin/VizieR-2

В табл. 1 представлены сведения о некоторых современных каталогах кратных звезд. В последнем столбце указана ссылка на электронный адрес каталога. В этих каталогах собрана и систематизирована большая часть имеющейся информации о кратных звездах и их компонентах, что позволяет проводить не только индивидуальный анализ параметров систем и их компонентов, но и исследовать статистические зависимости между ними, позволяющие глубже понять их происхождение и эволюцию. Трудности определения этих параметров и соотношений между ними связаны прежде всего с наблюдательной селекцией и не всегда достаточным количеством статистического материала. Однако проводящиеся уже более века исследования в этой области позволили выявить ряд важных закономерностей.

Часто кратные звезды классифицируют по методам их наблюдений и обнаружения: визуальные, спекл-интерферометрические, спектральные, фотометрические и т. д. Однако такое разделение весьма условно: многие кратные звезды изучаются одновременно несколь-

кими различными методами. Более логичным представляется разделение систем по характерным расстояниям между компонентами в физическом пространстве или по характерным периодам обращения компонентов.

Еще один параметр классификации кратных звезд — иерархичность их структуры. Часто кратные системы разделяют по их внешнему виду в проекции на картинную плоскость на два типа: 1) неиерархические системы (или системы типа Трапеции Ориона); 2) иерархические системы (или системы типа ϵ Лиры). В системах первого типа найдутся по крайней мере три сравнимых расстояния между компонентами, тогда как в системах второго типа нельзя найти трех или более компонентов, расстояния между которыми сравнимы между собой. Представляет интерес вопрос о максимально возможном числе уровней иерархии. Мы его обсудим ниже. Следует заметить, что видимая конфигурация кратной системы может не соответствовать ее истинной конфигурации. Система типа Трапеции может проектироваться в иерархическую и наоборот. Поэтому при анализе динамики той или иной кратной звезды следует использовать относительное расположение компонентов на луче зрения или элементы истинных орбит в иерархических системах.

Статистика кратных звезд

Надежный статистический анализ популяции кратных звезд требует репрезентативности используемой выборки. В этом плане представляет интерес анализ кратных систем по выборке звезд из ближайшей окрестности Солнца, где эффекты селекции минимальны.

Одна из важных характеристик популяции кратных звезд — функция кратности — распределение их по числу компонентов. По данным каталога 807 физических кратных систем функцию кратности построил Токовинин [1]. Он нашел отношения числа систем разной кратности n :

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

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 (см. табл. 2).

Орлов и Титов [2] оценили отношение числа звезд, входящих в системы кратности $n = 1, 2, 3, \geq 4$, для близких звезд в пределах

Таблица 2. Функция кратности

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

25 пк от Солнца как $0.64 : 0.28 : 0.06 : 0.02$. Соответствующие оценки отношений $f_3 \approx 0.14$, $f_{\geq 4} \approx 0.25$ в пределах ошибок согласуются с данными Токовина [1]. 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 (см., например, [3]).

Важными характеристиками кратных систем являются распределения элементов орбит подсистем. Так, для двойных звезд представляют интерес распределения периодов и эксцентриситетов орбит. Распределение двойных по логарифму периода приблизительно является нормальным с медианным значением периода 180 лет, что соответствует медианному значению большой полуоси 35 а. е. (см., например, [4], [5]).

Зависимость эксцентриситет—период $e(\lg P)$ показывает отсутствие орбит с $e > 0.05$ для периодов менее 10^d , что объясняется приливным взаимодействием между компонентами, приводящим к синхронизации осевого и орбитального движения и циркуляризации орбиты. При $P > 10^d$ присутствуют все значения эксцентриситетов $e \geq 0.1$ со средним значением $e \approx 0.5$, причем разброс эксцентриситетов увеличивается с ростом периода. Одновременно в долгопериодических системах не наблюдается близких к круговым орбит с $e \leq 0.1$. Одно из возможных объяснений этого факта — рост эксцентриситета на ранних стадиях эволюции двойной системы за счет взаимодействия компонентов с околозвездными дисками.

В распределении двойных по отношению масс q компонентов у широких пар с $P > 100^d$ имеется максимум при $q \approx 0.25$, для более тесных двойных наблюдается дефицит систем с $q < 0.25$ и максимум при $q \sim 1$. Однако недостаточная статистика не позволяет сделать однозначные выводы на этот счет (см., например, [4], [5]).

Для статистического исследования кратных звезд можно использовать каталог Токовина [6]. Хотя существенная доля систем каталога реально может иметь кратность больше, чем приведенная в каталоге. Кроме того, в выборке отсутствует значительная доля существующих систем.

Следует отметить, что отношение периодов внешней и внутренней подсистем для большей части выборки превосходит 10, т. е. почти все системы являются сильно иерархическими. Анализ взаимной ориентации угловых моментов подсистем с известными орбитальными параметрами [7] показал, что среднее значение угла между векторами углового момента составляет $\approx 70^\circ$, что, несмотря на неполноту выборки, может говорить о реализации одновременно нескольких механизмов формирования кратных систем. Эти и другие статистические зависимости должны быть объяснены с точки зрения образования и эволюции двойных и кратных систем. При этом необходимо учесть эффекты наблюдательной селекции, например, такие, как трудность обнаружения кратных систем с сильно вытянутыми орбитами подсистем и с большим различием светимостей компонентов.

Иерархия структуры кратной системы тесно связана с ее устойчивостью. В иерархической системе мы можем выделить несколько подсистем, движения в которых мы можем рассматривать как возмущенные кеплеровские движения. В системах с сильной иерархией возмущения будут малы и кратная система будет динамически устойчива на космогонических временах, хотя кратность может существенно повлиять на вековую эволюцию таких объектов. В системах со слабой иерархией возмущения могут быть значительны и могут привести к распаду кратной системы. Неиерархические кратные звезды, по-видимому, являются динамически неустойчивыми в подавляющем большинстве случаев. Редкие исключения могут составлять системы, в которых движения компонентов происходят в окрестности устойчивой периодической орбиты.

Для того чтобы разделить устойчивые и неустойчивые кратные системы, можно использовать известные критерии устойчивости или провести численное моделирование динамики системы.

В литературе имеется ряд критериев динамической устойчивости для иерархических тройных систем (см. обзор критериев ниже, а также в [9] и [10]). Заметим, что потеря устойчивости в кратной системе может происходить по различным сценариям. Это может быть связано с нарушением иерархичности структуры и образованием неиерархической системы, эволюция которой затем завершается

уходом одного или нескольких компонентов. В то же время возможен уход удаленного компонента или удаленной подсистемы без нарушения иерархии.

Для четверных систем и систем большей кратности пока не разработано каких-либо аналитических критериев устойчивости. Поэтому анализ динамической устойчивости таких систем можно исследовать с помощью численного решения уравнений движения гравитационной задачи N тел, выбирая начальные условия в соответствии с данными наблюдений.

Будем считать, что система устойчива (сохраняет свою иерархическую структуру), если на всем рассматриваемом временном интервале сохраняется выбранное разбиение на «внутренние» и «внешние» подсистемы. Как правило (но не всегда!), это означает, что в любой момент времени расстояние между компонентами «внутренних» подсистем меньше, чем расстояние от любого из них до более удаленных компонентов кратной звезды.

Следуя работе [11], мы можем ввести понятие n -устойчивости. Назовем систему n -устойчивой, если она сохраняет данную иерархическую структуру на протяжении по крайней мере 10^n орбитальных периодов самой внешней подсистемы. В работе [11] показано, что отношения периодов внешней и внутренней подсистем для иерархических тройных систем при $n = 2$ и $n = 4$ отличаются менее, чем на 1 %, что иллюстрирует тот факт, что основная доля распадов неустойчивых кратных систем происходит за время, не превышающее 100 периодов внешней пары и, как правило, $n = 2$ -устойчивость может рассматриваться как критерий устойчивости кратных систем.

Большая часть кратных звезд в окрестности Солнца имеет иерархическую структуру. Наблюдаются системы, состоящие из 5–7 компонент, причем система верхнего уровня иерархии часто имеет период в сотни тысяч лет и фактически представляет собой широкую двойную, компоненты которой имеют общее собственное движение (*СРМ*-пару), а самая внутренняя из подсистем является спектрально-двойной системой с периодом порядка нескольких суток.

Заметим, что существует предельное число уровней иерархии, связанное, с одной стороны, с устойчивостью системы, а с другой — с внешними полями (регулярным полем Галактики и возмущениями со стороны гигантских молекулярных облаков и других массивных объектов). Оценки максимально возможного числа уровней H иерархии получены в работе Сурдина [12]. Теоретическая верхняя оценка равна $H = 8$, однако в наблюдаемых кратных звездах эта величина не

превышает 5–6. Возможно, это связано с фрактальными свойствами межзвездной среды, где фрактальная размерность $D \approx 2.4\text{--}2.5$. Эта величина существенно больше, чем максимальная величина D для иерархических скоплений $D \approx 0.3\text{--}0.4$. Поэтому формирование иерархических скоплений весьма затруднительно.

Неиерархические системы — «трапеции», как уже отмечалось выше, в подавляющем большинстве случаев должны быть заведомо неустойчивыми структурами и наблюдаются благодаря своей динамической молодости. Значительная доля систем типа Трапеции Ориона наблюдается среди молодых звезд с главным компонентом класса $O - B$, возраст которых не превышает десятки миллионов лет. Этот факт свидетельствует в пользу теории образования звезд группами.

В то же время существует промежуточный класс систем, вопрос об устойчивости которых вызывает наибольший интерес. Эти системы имеют слабоиерархическую структуру. Как показывает численное моделирование в рамках гравитационной задачи N тел, некоторые из таких систем могут распадаться за короткое время по сравнению с возрастными компонентами (см. ниже). Возможно, их существование связано с действием дополнительных факторов (протяженность звезд, переменность их масс, внешние поля и т. п.).

Динамика кратных звезд со слабой иерархией

Одной из ключевых особенностей любой системы является ее устойчивость — как к внешним возмущениям, так и способность эволюционировать без катастрофического изменения своей структуры.

Для сильно иерархических кратных систем можно предполагать устойчивость. Для слабоиерархических систем анализ устойчивости представляет собой отдельную область исследований и осуществляется двумя основными путями.

Во-первых, это численное моделирование эволюции данной системы с известными физическими и орбитальными параметрами. При выводе должны быть учтены также ошибки определения этих параметров; помимо этого данный метод эффективен только на относительно небольших временах интегрирования из-за накопления ошибок округления и усечения, а также погрешностей определения наблюдательных характеристик.

Во-вторых, для анализа устойчивости могут применяться аналитические критерии, выведенные на основе анализа возмущенных

уравнений движения или численного моделирования. Такой подход дает возможность анализировать большое количество систем выборки. Однако указанные критерии могут быть отягощены ошибками аналитической аппроксимации. Это, наряду с неточностью определения значений самих параметров (из-за ошибок характеристик систем, полученных по данным наблюдений), требует дополнительной проверки выводов об устойчивости или неустойчивости конкретных систем.

Как уже говорилось выше, возможны два сценария нарушения динамической устойчивости кратной системы:

- обмен компонентами между внутренней и внешней подсистемами;
- уход одного из компонентов (как правило, наиболее удаленного) из системы.

С точки зрения сопоставления с наблюдениями наиболее удобны для использования критерии, позволяющие по имеющимся параметрам системы сделать вывод об ее устойчивости. Для тройных систем ниже приведены основные критерии, имеющие аналитическую аппроксимацию и не ограничивающиеся применимостью только в частных случаях (тела равной массы, круговые орбиты, компланарность орбит и пр.).

Обозначения $a_{in,out}$; $e_{in,out}$ соответствуют элементам орбит внутренней и внешней двойных.

1. Критерий Голубева [13], [14] позволяет определить устойчивость системы по отношению к нарушению иерархии. Он является необходимым условием сохранения иерархичности структуры тройной системы.

Параметр устойчивости данного критерия имеет вид

$$s = -\frac{c^2 H}{G^2 \left(\frac{M_1 + M_2 + M_3}{3} \right)^5},$$

где c — полный угловой момент тройной системы; H — ее полная энергия; G — гравитационная постоянная; M_1 и M_2 — массы компонентов внутренней пары; M_3 — масса удаленного тела. Система устойчива при $s > s_c$, где критическое значение s_c определяется при помощи решения уравнения пятой степени.

2. Для критерия Харрингтона [15], [16] параметр устойчивости

$$F = \frac{a_{out}(1 - e_{out})}{a_{in}},$$

где критическое значение

$$F_c = A[1 + B \lg(\frac{1 + \frac{M_3}{M_1+M_2}}{3/2})] + K.$$

Здесь $K = 2$, $A = 3.50$, $B = 0.70$ для прямых движений и $A = 2.75$, $B = 0.64$ для обратных движений.

Система устойчива при $F > F_c$.

3. Критерий устойчивости, основанный на отношении периодов подсистем X , был предложен в [11]. Критическое значение находится по формуле

$$X_c = (\frac{q_{out}}{1 + q_{out}})^{\frac{1}{2}} (\frac{1 + e_{in}}{1 - e_{out}})^{\frac{3}{2}} Y_c^{\frac{3}{2}},$$

где $q_{in} = \frac{M_1}{M_2} \geq 1$, $q_{out} = \frac{M_1+M_2}{M_3}$, Y_c — критическое отношение перицентрического расстояния внешней двойной к апоцентрическому расстоянию внутренней пары:

$$Y_c = 1 + \frac{3.7}{q_{out}^{\frac{1}{3}}} - \frac{2.2}{1 + q_{out}^{\frac{1}{3}}} + \frac{1.4}{q_{in}^{\frac{1}{3}}} \cdot \frac{q_{out}^{\frac{1}{3}} - 1}{q_{out}^{\frac{1}{3}} + 1}.$$

Система устойчива при $X > X_c$. При аналитической аппроксимации численных результатов в работе [11] было показано, что отличие точного и аппроксимированного значений может достигать 40 %.

4. Мардлинг и Арсет ([17], [18]) предложили еще один эмпирический критерий устойчивости. Определяющая устойчивость величина запишется как

$$Z = \frac{a_{out}(1 - e_{out})}{a_{in}(1 + e_{in})},$$

а ее критическое значение

$$Z_c = 2.6 \frac{(1 + e_{out})^{0.4} (1 + q)^{0.4}}{(1 - e_{out})^{0.0728} (1 + e_{in})^{1.2}} (1 - 0.3 \frac{i}{\pi}).$$

Здесь $q = \frac{M_3}{M_1 + M_2}$, i — взаимный наклон векторов угловых моментов внутренней и внешней пар, выраженный в радианах. Система устойчива при $Z > Z_c$. Аппроксимация, по мнению авторов, пригодна для широкого диапазона параметров подсистем за исключением области вблизи взаимно ортогональных орбит, когда $i \approx \frac{\pi}{2}$.

5. Еще один эмпирический критерий был предложен Валтоненом и Картуненом в [19]. Он основан на теории возмущений в задаче трех тел и имеет следующий вид:

$$Q = \frac{a_{out}(1 - e_{out})}{a_{in}},$$

а критическая величина

$$Q_c = 3.6 \left(1 + \frac{M_3}{M_1 + M_2} \right) \cdot (1 - e_{out})^{-1/11} \cdot (1 + e_{in}^2/2) \cdot \\ \cdot [0.07 + (1 + \cos i)^{1.15}]^{1/6}.$$

Система устойчива при $Q > Q_c$.

6. В работе [8] на основе анализа кратных систем из каталога кратных звезд [6] Токовинин предложил еще один эмпирический критерий устойчивости

$$C = \frac{P_{out}(1 - e_{out})^3}{P_{in}},$$

а критическая величина

$$C_c = 5.0.$$

Здесь P_{out} и P_{in} — орбитальные периоды внешней и внутренней пар. Система устойчива при $C > C_c$.

Для оценки того, насколько далеко от границы устойчивости находится система, в работе [9] для использованных критериев были введены следующие величины. Запас устойчивости системы по i -му критерию оценим как

$$\delta_i = \frac{k_i - k_{ic}}{k_{ic}},$$

где k_i — текущее значение параметра устойчивости для i -го критерия устойчивости; k_{i_c} — его критическое значение. Для устойчивых по данному критерию систем $\delta_i > 0$, и чем оно больше, тем больше запас устойчивости. Другой параметр

$$\Delta_i = \frac{k_i - k_{i_c}}{\sqrt{\sigma_i^2 + \sigma_{i_c}^2}}$$

характеризует отклонения наблюдаемых значений параметров от критических по отношению к ошибкам этих разностей. Здесь σ_i и σ_{i_c} — ошибки параметра устойчивости и его критического значения.

По нашему мнению, уверенно говорить об устойчивости или неустойчивости (в зависимости от знака δ_i и Δ_i) той или иной тройной системы можно, если выполняются неравенства $|\Delta| \geq 2$ и $|\delta| \geq 2$. В промежуточном случае выводы могут быть неоднозначными.

Следует отметить, что границы устойчивости в разных критериях могут несколько отличаться; и системы, устойчивые по одним критериям, но находящиеся вблизи границы устойчивости, могут быть неустойчивы, согласно другим критериям.

Для проведения комплексного исследования кратных систем со слабой иерархией была сформирована выборка из 22 кратных систем с известными элементами орбит всех подсистем [10].

Для отобранных тройных систем производилось вычисление параметров устойчивости, согласно описанным выше критериям, и численное моделирование динамической эволюции. При этом проводилась вариация исходных данных (орбитальных элементов и масс звезд) методом Монте-Карло. Предполагалось, что ошибки наблюдений распределены по нормальному закону с нулевым математическим ожиданием и дисперсией, равной квадрату ошибки. Для каждого параметра генерировалось нормальное случайное распределение с дисперсией, равной квадрату ошибки данного параметра и математическим ожиданием, равным его наблюдаемому значению.

Элементы орбит подсистем и массы компонентов представляют собой точки соответствующих распределений; совокупность этих точек определяет геометрию и динамику системы, т. е. каждая такая комбинация является равновероятной моделью данной системы с учетом ошибок определения характеристик орбит и масс. Таким образом, для каждой системы создавался набор из 1000 моделей, анализ динамической эволюции которых дает информацию о вероятных сценариях эволюции кратной системы.

Динамическая эволюция всех 1000 моделей и исходного варианта изучалась численно на интервале времени 10^6 лет в прошлое и будущее. Это время составляет $\sim 10^2$ – 10^3 оборотов внешней двойной.

Рассмотренные в рамках задачи трех тел системы разделяются на две популяции: 1) популяция 11 вероятно устойчивых систем, вероятность их распада составляет не более 10 %; 2) группа из 5 вероятно неустойчивых систем, вероятность их распада составляет не менее 85 %. Причем объекты с промежуточными вероятностями распада отсутствуют.

Результаты применения критериев устойчивости в целом согласуются с результатами численного моделирования. Наиболее адекватными следует признать критерии [11], [18] и [19].

Временная шкала, на которой проводилось моделирование, на несколько порядков величины меньше, чем предполагаемый возраст компонент, и вероятная динамическая неустойчивость и следующая из нее динамическая молодость объектов не могут быть объяснены физической молодостью звезд в системах.

Это явление может быть связано с временным захватом звезды поля или скопления при сближении ее с тесной двойной системой или при сближении двух двойных систем. Для образования временной кратной системы нет необходимости рассматривать сближения нескольких одиночных звезд, поскольку вероятность таких сближений в поле Галактики чрезвычайно мала. Достаточно оценить вероятность сближения звезды поля с двойной или сближения двух двойных, а вероятности таких событий существенно выше.

Согласно Хюту [20] медианное время жизни подобных систем (иерархическое резонансное рассеяние) составляет $\sim 500P_{bin}$, где P_{bin} — период двойной, участвовавшей в сближении со звездой поля. В то же время распределение времен распада существенно несимметрично и заметная доля систем распадается за большее время. Так, треть систем имеет время жизни более $3000P_{bin}$ и около 10 % — более $12000P_{bin}$. Времена жизни рассмотренных неустойчивых систем составляют $\sim (10^2$ – $10^4)P_{bin}$, что согласуется с оценками [20] и может служить дополнительным аргументом в пользу образования некоторых из этих систем посредством захвата. Полученные нами оценки относительных скоростей сближений согласуются с остаточными скоростями звезд в движущихся скоплениях, которым, возможно, принадлежат некоторые из рассмотренных систем, и не исключают сближение со звездами поля.

Другим возможным объяснением неустойчивости систем может быть недавнее сближение устойчивой кратной системы с массивным объектом — звездой поля, черной дырой, молекулярным облаком, при котором произошло возмущение движения компонентов и переход системы из зоны устойчивости в зону неустойчивых движений.

Не исключено, что часть наблюдаемых неустойчивых систем являются остатками небольших скоплений, содержащих изначально $\sim 10^1$ — 10^2 объектов. Эта гипотеза представляется вероятной для более массивных (и, следовательно, молодых) систем, например *HD 222326* (компоненты *A2 V + A2 V + F0*).

Возможно, за наличие неустойчивых кратных звезд ответственны разные механизмы. Выбор между ними возможен лишь при детальном исследовании физических и динамических свойств компонент и систем в целом, а также при расчете вероятностей реализации каждого сценария. Более уверенные выводы о неустойчивости или устойчивости рассмотренных систем можно будет сделать из анализа ошибок наблюдательных данных и их влияния на результат динамической эволюции. Такой анализ авторы предполагают выполнить в следующей работе.

Список литературы

1. *Tokovinin A. A.* // The formation of binary stars: IAU Symp. 200. 2001. P. 84.
2. *Орлов В. В., Тутов О. А.* // Астрон. журн. 1994. Т. 71. С. 525.
3. *Рубинов А.В., Петрова А.В., Орлов В.В.* // Там же. 2002. Т. 79. С. 1044.
4. *Duquennoy A., Mayor M.* // Astron. Astrophys. 1991. Vol. 248. P. 485.
5. *Mayor M., Udry S., Halbwachs J.-L. et al.* // The formation of binary stars: IAU Symp. 200. 2001. p. 45.
6. *Tokovinin A. A.* // Astron. Astrophys. Suppl. 1997. Vol. 124. P. 75.
7. *Sterzik M. F., Tokovinin A. A.* // Astron. Astrophys. 2002. Vol. 384. P. 1030.
8. *Tokovinin A. A.* // Rev. Mex. Astron. Astrofis. (Ser. Conf.). 2004. Vol. 21. P. 7.
9. *Орлов В. В., Петрова А. В.* // Письма в Астрон. журн. 2000. Т. 26. С. 301.

10. Орлов В. В., Жучков Р. Я. // Астрон. журн. 2005. Т. 82. (В печати.)
11. Eggleton P., Kiseleva L. // Astrophys. J. 1995. Vol. 455. P. 640.
12. Surdin V. G. // Astron. Soc. Pacif. Conf. Ser. 2004. Vol. 316. P. 189.
13. Голубев В. Г. // Докл. АН СССР. 1967. Т. 12. С. 529.
14. Голубев В. Г. // Там же. 1968. Т. 13. С. 373.
15. Harrington R. S. // Celest. Mech. 1972. Vol. 6. P. 322.
16. Harrington R. S. // Astron. J. 1977. Vol. 82. P. 753.
17. Aarseth S. J. // Gravitational N-body simulations. Tools and algorithms. Cambridge. 2003.
18. Mardling R., Aarseth S. // The dynamics of small bodies in the Solar system, a major key to Solar system studies (Ed. B. A. Steves, A. E. Roy) Dordrecht: Kluwer. 1999. P. 385.
19. Valtonen M. J., Karttunen H. // Three-Body Problem in Astrophysics. Cambridge: Cambridge Univ. Press. 2005. (In press.)
20. Hut P. // Astrophys. J. 1993. Vol. 403. P. 256.

С. Н. Замоздра

Челябинский государственный университет

АЛЬВЕНОВСКИЕ ВОЛНЫ В КОЛЛАПСИРУЮЩИХ ПРОТОЗВЕЗДНЫХ ОБЛАКАХ

... Студент — это не сосуд,
который надо заполнить знаниями,
а факел, который нужно зажечь.

Л. А. Арцимович

Введение

Если вы ни разу не слышали об альвеновских волнах, представьте себе папуасика, играющего тугими резиновыми бусами в тазике с водой. Дернет одной рукой — по бусам побегут волны к другой руке.

© С. Н. Замоздра, 2005

А вместе с бусинами будет колыхаться и вода. Похожее явление возникает в плазме (или электропроводящей жидкости), находящейся в магнитном поле \vec{B}_0 : если сместить кусочек плазмы поперек \vec{B}_0 , то по магнитному полю в противоположных направлениях побегут две волны. Это низкочастотные электромагнитные волны, сцепленные с плазмой. Если эти волны поперечные и не возмущают плотность среды ρ , то они называются альвеновскими (в честь их первооткрывателя Ханса Альвена [1]). В покоящейся среде групповая скорость альвеновских волн $\vec{v}_g = \pm \vec{v}_a$, где $\vec{v}_a \equiv \vec{B}_0 / \sqrt{4\pi\rho}$ — так называемая альвеновская скорость (здесь и далее используется Гауссова система единиц).

Альвен предсказал возможность существования «электромагнитно-гидродинамических» волн, разрабатывая теорию солнечных пятен (в годы Второй мировой войны (!)). В 1949 г. эти волны были обнаружены экспериментально в трубе со ртутью [2]. Одним из главных свойств альвеновских волн (АВ) является соотношение

$$\vec{v}_\perp = \frac{\mp \vec{B}_\perp}{\sqrt{4\pi\rho}} \quad (1)$$

между возмущениями скорости \vec{v}_\perp и магнитного поля \vec{B}_\perp . Из (1) следует равенство плотностей кинетической $\epsilon_k = \rho v_\perp^2 / 2$ и магнитной $\epsilon_m = B_\perp^2 / 8\pi$ энергий в АВ. В конце 60-х гг. XX в. автоматические межпланетные станции (например, Mariner 5) обнаружили возмущения скорости и магнитного поля, для которых приблизительно выполнялось соотношение (1). Так в межпланетной среде были открыты волны похожие на альвеновские.

Есть основания полагать, что АВ существуют и в межзвездной среде. Например, в диффузных и молекулярных облаках плотности магнитной и кинетической энергий сравнимы [3, 4], что является признаком АВ большой амплитуды [5]. Кроме того, магнитное число Рейнольдса в этих облаках довольно велико: $R_m \in (10^2, 10^5)$ (например, [6]), поэтому до полного поглощения АВ могут пробегать десятки и сотни своих длин.

Вы, конечно, знаете, что волны являются превосходными переносчиками импульса и энергии (вспомните цунами). Скорее всего, именно АВ (см. [7]) постоянно возмущают спокойствие в звездных яслях — протозвездных облаках. К таким облакам относятся гравитационно связанные ядра молекулярных облаков («*prestellar cores*»), имеющие массу порядка звездных масс. Протозвездные облака (ПЗО)

неудержимо сжимаются под действием собственного тяготения — происходит их гравитационный коллапс. АВ создают давление, которое может повлиять на коллапс ПЗО вдоль крупномасштабного магнитного поля. Кроме того, АВ порождают другие виды гидромагнитных волн — магнитозвуковые волны, в которых возмущается не только скорость и магнитное поле, но и плотность. Эти возмущения плотности могут стать зародышами, для гравитационной фрагментации ПЗО (см. [8]).

Моделирование АВ в коллапсирующих ПЗО — чрезвычайно сложная задача, поскольку эти объекты неоднородны (параметры зависят от координаты) и нестационарны (параметры зависят от времени). В этой лекции вы узнаете о том, как с помощью простых моделей решить эту задачу по частям. Каждая простая модель — словно один пиксел в большой картине природы. И чем больше этих пикселей работает, тем отчетливей становится вся картина.

Основные эффекты

...О великих вещах помогают составить понятие
малые вещи, пути намечая для их постижения.

Лукреций

Рассмотрим основные физические эффекты, определяющие эволюцию АВ в ПЗО. Сначала ограничимся приближением идеальной магнитной гидродинамики (МГД), а затем учтем диссипативные МГД-процессы.

Уравнение для плотности энергии

Амплитуда, пожалуй, главная характеристика волны. Если возле берега появляется цунами, нам все равно, каковы его скорость, длина и форма, главное — высота этого монстра. Конечно, бывает важна и скорость волны (например, если есть шанс убежать от цунами), и длина (например, в радиосвязи), и форма (в серфинге).

Оказывается, для предсказания амплитуды волны вовсе не обязательно решать волновое уравнение (типа $\square \vec{B} = 0$), бывает достаточно использовать закон сохранения энергии. Если среда и/или волна неоднородна, то надо применить этот закон для каждого малого элемента среды, т. е. вывести уравнение для плотности энергии (обычно это энергия в единице объема). Нам будет удобно рассмотреть баланс энергии в движущемся элементе среды.

Поскольку в АВ колеблются скорость и магнитное поле, выведем уравнение для суммы плотностей кинетической $\epsilon_k = \rho v^2/2$ и магнитной $\epsilon_m = B^2/(8\pi)$ энергий, $\epsilon = \epsilon_k + \epsilon_m$. Пока ограничимся приближением идеальной магнитной гидродинамики (МГД). Пренебрегая всеми силами, кроме магнитной, запишем уравнения движения, индукции и непрерывности в следующем виде:

$$\rho \frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{1}{4\pi}(\vec{B}\nabla)\vec{B} - \nabla p_m, \quad (2)$$

$$\frac{d\vec{B}}{dt} = (\vec{B}\nabla)\vec{v} - \vec{B}\nabla\vec{v}, \quad (3)$$

$$\frac{d\rho}{dt} = -\rho\nabla\vec{v}, \quad (4)$$

где $d/dt = \partial/\partial t + (\vec{v}\nabla)$ — оператор субстанциональной производной; \vec{v} — гидродинамическая скорость; \vec{B} — магнитная индукция; ρ — плотность; $p_m = \epsilon_m$ — магнитное давление. Если умножить скалярно уравнение (2) на \vec{v} , а (3) на $\vec{B}/(4\pi)$ и сложить результаты, то с учетом (4) получим

$$\frac{d\epsilon}{dt} = -(\epsilon_k + 2\epsilon_m)\nabla\vec{v} + \frac{\vec{B}}{4\pi}\nabla(\vec{v}\vec{B}) - \vec{v}\nabla p_m, \quad (5)$$

где учтено, что $\vec{v}(\vec{B}\nabla)\vec{B} + \vec{B}(\vec{B}\nabla)\vec{v} = \vec{B}\nabla(\vec{v}\vec{B})$. Уравнение (5) является общим, поскольку выведено из системы (2–4) без упрощающих предположений. Первый член справа в (5) — это увеличение/уменьшение ϵ из-за сжатия/расширения среды, второй — изменение ϵ из-за схождения/расхождения потока энергии, третий — работа, производимая магнитным давлением. Для эволюции АВ в ПЗО наиболее важны первые два эффекта. Рассмотрим их по отдельности.

Эффект № 1: усиление при сжатии

Будем говорить, что АВ усиливается, если растет амплитуда пульсаций магнитного поля, поскольку именно они, а не пульсации скорости, определяют рост давления АВ.

Как уже отмечалось, в ПЗО $\epsilon_k \approx \epsilon_m$, что является признаком АВ большой амплитуды. В этих волнах можно не разделять магнитное поле на невозмущенную компоненту и возмущения. Пусть облако однородно и амплитуда АВ не зависит от координаты. Тогда третий

член справа в (5) обнуляется. Пусть скорость сжатия облака много меньше возмущений скорости в АВ, поэтому соотношение (1) можно заменить на

$$\vec{v} \approx \mp \frac{\vec{B}}{\sqrt{4\pi\rho}} . \quad (6)$$

Тогда из постоянства амплитуды следует, что второй член справа в (5) близок к нулю. В итоге из (5) с учетом (4) находим

$$\frac{d\epsilon}{dt} \approx -\frac{3}{2}\epsilon\nabla\vec{v} = \frac{3\epsilon}{2\rho} \frac{d\rho}{dt} , \quad (7)$$

откуда следует, что

$$\epsilon \propto \rho^{3/2} \quad \Rightarrow \quad v \propto \rho^{1/4}, \quad B \propto \rho^{3/4} . \quad (8)$$

Соотношения (8) были впервые получены, по-видимому, в работе [10] причем, более сложным путем.

Заметьте, мы нигде не считали сжатие симметричным, но объяснить соотношения (8) можно проще всего в случае плоского сжатия поперек пульсаций скорости и магнитного поля. Если бы эти пульсации были независимы, то ϵ_k увеличивалась бы только за счет роста плотности: $\epsilon_k \propto \rho^{\gamma_1}$, $\gamma_1 = 1$, но ϵ_m возрастала бы гораздо быстрее: $\epsilon_m \propto \rho^{\gamma_2}$, $\gamma_2 = 2$, поскольку замороженное в плазму магнитное поле при поперечном сжатии растет как $B \propto \rho$ (см. [5]). Однако обмен энергией между пульсациями скорости и магнитного поля приводит к среднему показателю: $\gamma = (\gamma_1 + \gamma_2)/2 = 3/2$.

Соотношения (8) подтверждаются строгой моделью [11], пригодной, в частности, для описания АВ в свободно коллапсирующем слое однородной плазмы. Один из главных параметров в этой задаче — отношение времени свободного коллапса к начальному периоду волны, $\tau_c = t_{ff}/T_0$. На рис. 1 показана эволюция пульсаций в некотором движущемся элементе плазмы при $\tau_c = 5$. Заметьте, что частота пульсаций в системе отсчета, движущейся вместе с элементом плазмы, меняется по закону $\nu_c \propto \sqrt{\rho}$.

С хорошей точностью можно считать [10], что давление АВ $p_w = B_{\perp}^2/(8\pi) = \epsilon/2$. Поэтому зависимость $\epsilon \propto \rho^{3/2}$ означает, что АВ большой амплитуды при однородном сжатии ведут себя подобно газу с показателем политропы $\gamma = 3/2$, т. е. могут довольно сильно сопротивляться сжатию. Если бы эти волны не теряли энергию из-за диссипативных процессов, они могли бы серьезно затруднить коллапс ПЗО, а значит и звездообразование в целом.

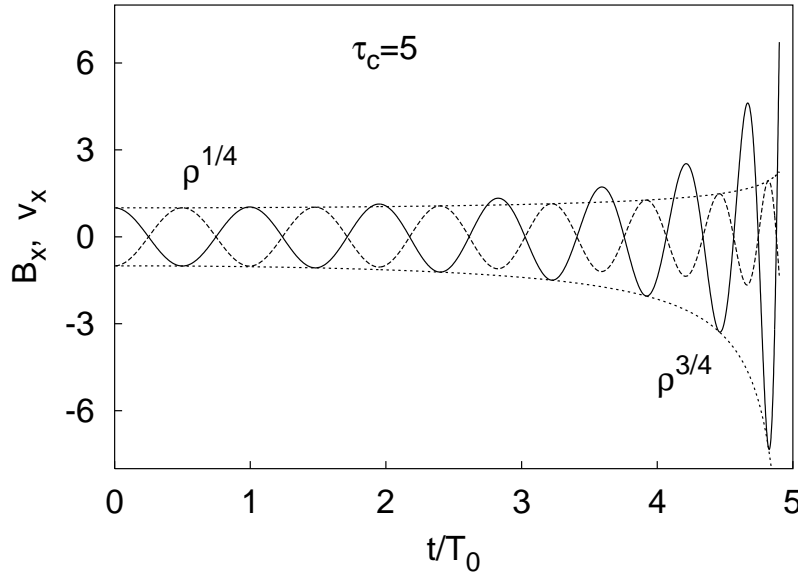


Рис. 1. Эволюция x -компонент пульсаций скорости (длинные штрихи) и магнитного поля (сплошная линия) в некотором движущемся элементе плазмы. Амплитуды пульсаций (короткие штрихи) растут с плотностью по законам $v \propto \rho^{1/4}$, $B \propto \rho^{3/4}$, частота в сопутствующей системе отсчета — по закону $\nu_c \propto \sqrt{\rho}$

Соотношения (8) фактически выведены в предположении, что характерное время сжатия $t_c = \rho(d\rho/dt)^{-1}$ много больше периода волны T_c в сопутствующей системе отсчета. А что будет в противоположном случае? Модель, исследованная в работе [11], допускает произвольный темп сжатия. Оказывается, при $t_c \ll T_c$ пульсации скорости и магнитного поля расцепляются и перестают осциллировать во времени: волна становится чисто пространственной (вмораживается в плазму).

Эффект № 2: распространение в неоднородной среде

Теперь допустим, что облако неоднородно, но сжатия нет ($\nabla \vec{v} = 0$), поэтому при наличии АВ вновь выполняется приближение (6). Пусть оператор $(\vec{v} \nabla) = 0$, а также $\vec{v} \perp \nabla p_m$, что типично для

АВ. Тогда из (5) следует, что стационарное $(\partial\epsilon/\partial t)$ распределение ϵ достигается при условии

$$\nabla(v^2\sqrt{4\pi\rho}) \approx 0, \quad (9)$$

откуда находим

$$v \propto \rho^{-1/4} \Rightarrow \epsilon \propto \rho^{1/2}, \quad B \propto \rho^{1/4}. \quad (10)$$

Соотношения (10) впервые выведены еще в 1944 г. соратником Альвена доктором Уаленом [9] опять же для развития теории солнечных пятен. Важно, что эти соотношения универсальны: они не зависят от геометрии магнитного поля.

Из свойства $v \propto \rho^{-1/4}$ следует, что у АВ, бегущих снаружи внутрь облака (в сторону увеличения плотности), амплитуда возмущений скорости падает даже в отсутствие поглощения. Этим эффектом можно объяснить [12] уменьшение ширины спектральных линий к центру некоторых ПЗО.

Отметим, что при выполнении приближения (6) второй член справа в (5) можно преобразовать к виду $\nabla(\vec{v}_g\epsilon)$, где учтено, что $\nabla\vec{B} = 0$. Тогда вместо (9) можно записать уравнение

$$\nabla(\vec{v}_g\epsilon) \approx 0, \quad (11)$$

которое весьма часто используется в теории волн (например, [10]).

Домашнее задание: с помощью уравнения (11) докажите, что при переходе звуковой волны из воздуха в стенку амплитуда возмущений скорости уменьшается в сотни раз.

Из соотношения $\epsilon \propto \rho^{1/2}$ следует, что давление АВ, $p_w = \epsilon/2$, помогает тепловому давлению бороться против самогравитации облака, независимо от направления распространения волны. Т. е. даже волны, входящие в облако снаружи, стараются его расширить! Конечно, не надо забывать, что этот результат получен в отсутствие поглощения волн и при условии, что распределение амплитуды не зависит от времени. Если же поглощение входящей волны велико, либо волна только начинает проникать в облако, то она сдавливает облако и способствует коллапсу.

Сравнивая (8) и (10), мы видим, что в покоящейся неоднородной среде зависимость $p_w(\rho)$ гораздо слабее, чем в однородно сжимающейся среде. Это различие объясняется тем, что при сжатии часть

энергии крупномасштабного течения (порожденного, например, самогравитацией) переходит в энергию волн. Интуиция подсказывает, что если среда и неоднородна, и сжимается, то зависимость $p_w(\rho)$ должна лежать между $p_w \propto \rho^{1/2}$ и $p_w \propto \rho^{3/2}$.

Оказывается, это предположение можно проверить аналитически, если предположить, что сжатие/расширение является стационарным. Используя ВКБ приближение, Паркер [13] нашел распределение амплитуды АВ в стационарном сферически симметричном звездном ветре. Несколько позже Белчер [14] показал, что результат Паркера может быть представлен как функция плотности, которую мы перепишем в виде

$$p_w(q) = \sqrt{\frac{q}{q_1}} \left(\frac{K_u q_1^{-1/2} + s}{K_u q^{-1/2} + s} \right)^2, \quad (12)$$

где $q = \rho(r)/\rho(r_0)$ — безразмерная плотность; r_0 — точка, в которой известны все характеристики течения; K_u — отношение скорости течения к альвеновской скорости в этой точке; q_1 — значение q в точке, где $p_w = 1$. Индекс $s = 1$, если волна идет в направлении магнитного поля \vec{B}_0 , и $s = -1$ для встречной волны. Параметр K_u может быть как положительным, так и отрицательным, поскольку учитывает направление скорости течения.

Заметим, что в случае очень медленного сжатия ($|K_u| \ll 1$) соотношение (12) дает $p_w \propto \rho^{1/2}$. В противоположном случае получаем $p_w \propto \rho^{3/2}$. Поведение p_w в случаях, когда скорость течения отрицательна и по порядку величины близка к альвеновской скорости ($|K_u| \simeq 1$), показано на рис. 2.

Видно, что функции $p_w(\rho)$ существенно зависят от направления распространения волны (знака s). Если волна направлена против течения, но альвеновская скорость меньше скорости течения, то волна будет сноситься течением назад. В точке, где эти скорости сравниваются, у волны, идущей против течения, должно происходить бесконечное накопление энергии, однако при учете диссипативных эффектов мы получим, что волна в этой точке полностью поглощается (подъем штриховых кривых на рис. 2 сменится падением к нулю).

Подводя итог, можно сказать, что конкуренция эффектов № 1 и № 2 определяется направлением распространения волны и отношением альвеновской скорости к скорости сжатия.

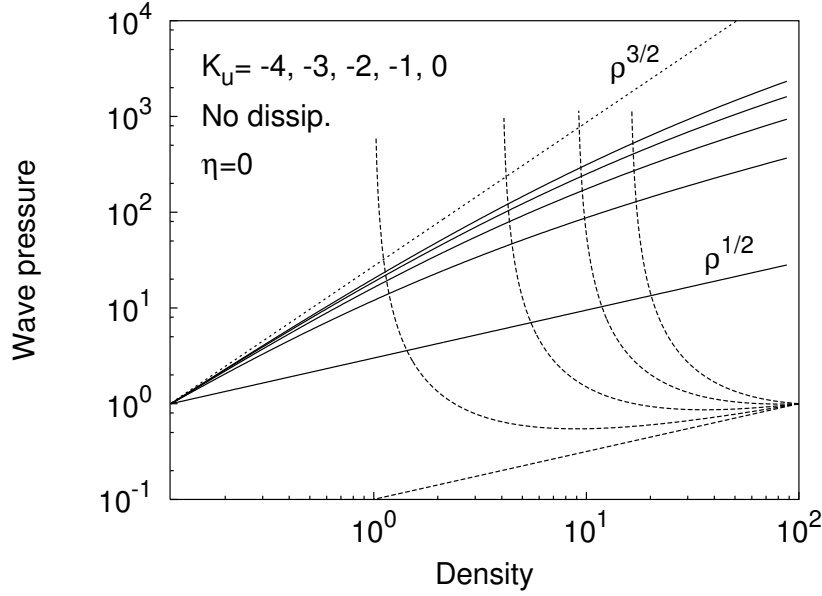


Рис. 2. Зависимость волнового давления p_w от плотности ρ в стационарно сжимающемся сферическом облаке при различных скоростях сжатия (параметр K_u). Диссипация отсутствует. Сплошные линии — для волн, идущих от края ($\rho = 0.1$) к центру ($\rho = 100$) по течению; штриховые линии — для волн, идущих от центра к краю против течения. Чем больше $|K_u|$, тем выше профиль $p_w(\rho)$. Короткие штрихи — зависимость $p_w \propto \rho^{3/2}$

Эффект № 3: отражение от неоднородностей групповой скорости

Как и любые типы волн, АВ могут испытывать отражение от неоднородностей среды. Отражение происходит, когда альвеновская скорость заметно меняется на расстоянии порядка длины волны (в магнитной трубке с $B_0 \propto \rho^{1/2}$ отражения нет). Трехмерные численные модели показывают (н-р, [15]), что многие ПЗО могут быть сплюснуты вдоль \vec{B}_0 . В таких объектах поле \vec{B}_0 почти однородно, в то время как отношение плотностей в центре и на границе может превышать два порядка; поэтому v_a существенно уменьшается к центру, и АВ могут испытывать заметное отражение.

На рис. 3 показана зависимость возмущений скорости от координаты для монохроматической АВ, частично отразившейся от гидростатически равновесного изотермического слоя плазмы. Решение этой задачи построено аналитически. Задача имеет два безразмерных параметра: 1) отношение плотностей посередине и на краю слоя: $A \equiv \rho_0/\rho_b$ и 2) произведение шкалы высоты на волновое число падающей волны: $\chi \equiv z_0 2\pi/\lambda_b$. Зависимость возмущений скорости от координаты внутри слоя описывается суперпозицией функций Лежандра. Если $\chi \gtrsim 1$, то при любых A коэффициент отражения от одной половинки слоя аппроксимируется выражением $R_1 = 0.055\chi^{-2}$, а коэффициент отражения для всего слоя колеблется от нуля до максимальных значений, лежащих на кривой $4R_1$.

Заметим, что амплитуда отраженной волны на рис. 3 составляет менее 0.1 от амплитуды падающей волны, хотя длина последней равна шкале высоты. Поскольку отражение в данном случае мало, то амплитуда суммарной волны меняется приблизительно по закону $v_\perp \propto \rho^{-1/4}$. Этот результат показывает, что соотношения (10) действительно справедливы, если отражение АВ пренебрежимо мало.

Мы рассмотрели отражение АВ от неоднородностей альвеновской скорости \vec{v}_a . Однако в движущихся средах групповая скорость — это \vec{v}_a плюс/минус скорость течения. Поэтому возможностей для отражения больше. Любопытен случай, когда \vec{v}_a не зависит от координаты, а скорость течения зависит. Это возможно, например, в однородном свободно коллапсирующем облаке. В этом случае АВ действительно отражаются! Можете проверить численно.

Эффект № 4: затухание из-за трения между компонентами плазмы

Учтем теперь диссипацию — необратимый переход энергии упорядоченных процессов в тепло. Из-за нее волны затухают (уменьшаются в амплитуде) безвозвратно, а не так, как в случае преодоления (рис. 3) более плотного участка среды. Основным диссипативным процессом для АВ в ПЗО является трение между различными компонентами плазмы: ионами, электронами, нейтралами и пылинками. А вязкость — трение соседних слоев одной компоненты плазмы — незначительна.

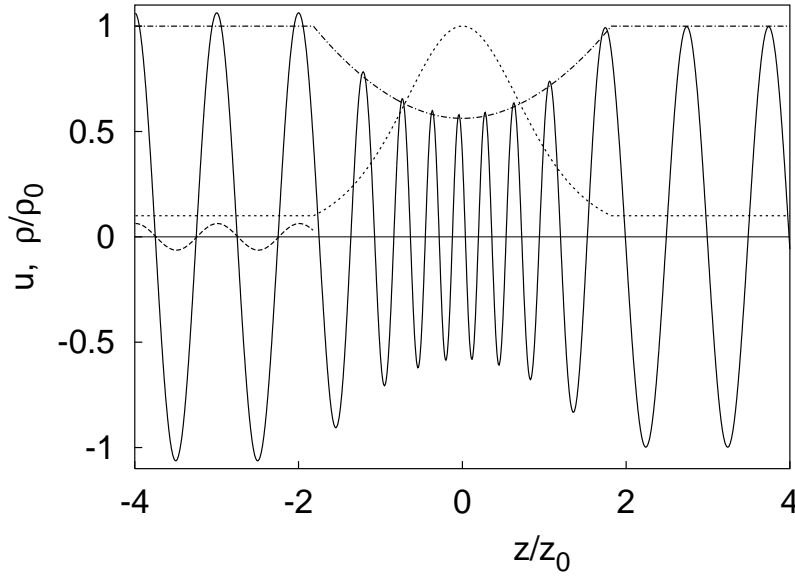


Рис. 3. Зависимость возмущений скорости от координаты после частичного отражения АВ от гидростатического слоя при $\chi = 2\pi$, $A = 10$. Сплошная линия — полное решение, длинные штрихи — отраженная волна вне слоя. Короткие штрихи — плотность. Точки-штрихи — функция $v_{\perp} \propto \rho^{-1/4}$

Расчеты показывают (например, [6]), что судьба АВ в ПЗО зависит преимущественно от трения между ионами и нейтралами. Вспомним папуасика с резиновыми бусами: резинки — аналог магнитного поля, бусинки на резинках — аналог ионов, а вода — это аналог нейтральной компоненты плазмы. Из-за трения бусинок о воду, последняя тоже колыхнется, но одновременно волны на бусах затухают.

В ПЗО степень ионизации не превышает 10^{-7} , ионов очень мало. Но если их тащить (например, с помощью магнитного натяжения, как в АВ) очень долго сквозь нейтралы, то последние тоже разгонятся. Этот эффект описывается таким важным параметром, как магнитное число Рейнольдса:

$$R_m = \frac{Lv}{\nu_m}, \quad (13)$$

где L и v — характерные масштаб и скорость течения; $\nu_m = c^2/(4\pi\sigma)$ — магнитная вязкость; σ — проводимость плазмы. При низкой степени ионизации (слабая проводимость), но больших масштабах, R_m может быть достаточно велико, и нейтральная компонента плазмы посредством ионов сцеплена с магнитным полем.

Для самых длинных АВ, способных уложиться внутри ПЗО, $R_m \in (10^2, 10^5)$. Такие волны затухают, но не катастрофически. Однако волны с длиной порядка десятых или сотых от размера ПЗО имеют $R_m \simeq 1$ и не могут распространяться. В таких волнах ионам не удастся разогнать нейтралы, поэтому разность скоростей ионов и нейтралов очень велика, а значит велика и сила трения между ними. Энергия этих АВ быстро уходит в тепло (проверьте — потрите ладошки).

Количественное описание диссипативных МГД-процессов в слабо ионизованной плазме обычно проводят с помощью диффузионного приближения, разработанного Каулингом (см. [5]). В этом приближении учет трения ионов с нейтралами приводит к следующей добавке к правой части уравнения (3):

$$\frac{1}{4\pi R_{in}} \text{rot}[[\text{rot}\vec{B}, \vec{B}], \vec{B}] , \quad (14)$$

где $R_{in} = n_i n_n m_{in} (\sigma v)_{in}$ — коэффициент трения между ионами и нейтралами; n_i и n_n — их концентрации; m_{in} — приведенная масса; $(\sigma v)_{in}$ — произведение транспортного сечения на тепловую скорость, усредненное по максвелловскому распределению, или так называемый коэффициент замедления. Температура в ПЗО много меньше 1 эВ, поэтому ионы (в основном C^+ , Mg^+ , HCO^+) рассеиваются на нейтралах (в основном H , H_2 , He) преимущественно за счет взаимодействия с дипольным моментом последних. В этом случае коэффициент $(\sigma v)_{in}$ не зависит от температуры и равен $2 \cdot 10^{-9} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$.

Несмотря на страшный вид, слагаемое (14) сильно упрощается в одномерных случаях и поэтому может быть включено даже в аналитические модели. На рис. 4 показаны примеры эволюции магнитных флуктуаций в однородно коллапсирующем слое из модели [11]. Видно, что при учете трения ионов с нейтралами амплитуда волн может как расти, так и падать в зависимости от начальных условий и конкуренции процессов ионизации и рекомбинации.

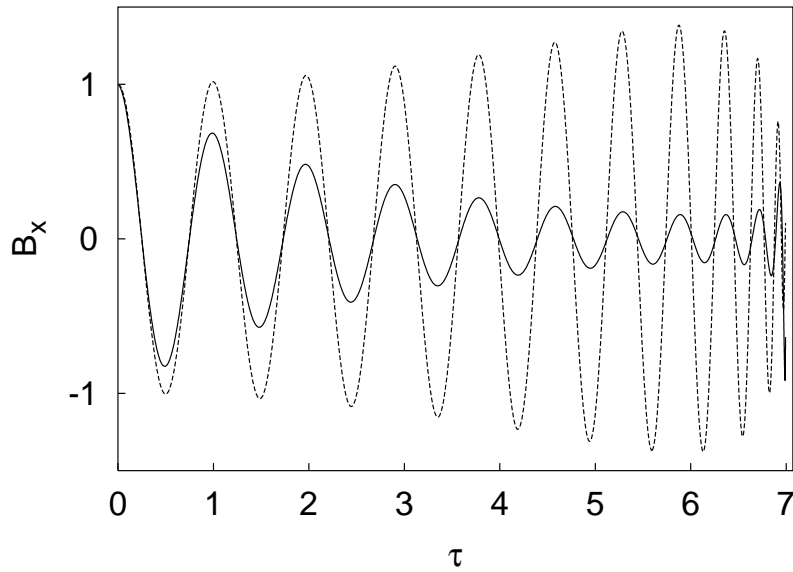


Рис. 4. Эволюция x -компоненты пульсаций магнитного поля при различных начальных условиях и зависимостях степени ионизации от плотности в случае $R_m = 50, \tau_c = 7$

Заключение

Честно говоря... просвещая своих читателей,
вы сами узнаете много нового.

Д. Холдейн

Надеюсь, вас больше не пугает название этой лекции. Теперь вы знаете, что такое альвеновские волны, гравитационный коллапс и протозвездные облака. Вы знаете, что альвеновские волны могут усиливаться в некоторых слоях облака на некоторых этапах коллапса. Поэтому волновое давление может слегка повлиять на коллапс, а магнитозвуковые волны, порожденные альвеновскими волнами, могут долго создавать зародыши для гравитационной фрагментации облака.

Но не будем обольщаться, это всего лишь модели. Природа неизмеримо сложнее. Увидеть бы своими глазами, как рождаются звезды! Полетим?

Работа поддержана грантами РФФИ 02-02-17642 и РФФИ-Урал 04-02-96050.

Список литературы

1. *Alfven H.* On the existence of electromagnetic-hydrodynamic waves // Arkiv för matematik, astronomi och fysik. 1942. Vol. 29B, № 2.
2. *Lundquist S.* Experimental investigations of magnetohydrodynamic waves // Phys. Rev. 1949. Vol. 76. P. 1805.
3. *Myers P. C., Goodman A. A., Gusten R. et al.* Observations of magnetic fields in diffuse clouds // Astrophys. J. 1995. Vol. 442. P. 177.
4. *Crutcher R. M.* Magnetic fields in molecular clouds: observations confront theory // Ibid. 1999. Vol. 520. P. 706.
5. *Каулинг Т.* Магнитная гидродинамика. М.: ИЛ, 1959.
6. *Myers P. C., Khersonsky V. K.* On magnetic turbulence in interstellar clouds // Astrophys. J. 1995. Vol. 442. P. 186.
7. *Caselli P., Benson P. J., Myers P. C., Tafalla M.* Dense cores in dark clouds. XIV. N_2H^+ (1 – 0) maps of dense cloud cores // Astrophys. J. 2002. Vol. 572. P. 238.
8. *Goodwin S. P., Whitworth A. P., Ward-Thompson D.* Simulating star formation in molecular cloud cores. I. The influence of low levels of turbulence on fragmentation and multiplicity // Astronomy & Astrophysics. 2004. Vol. 414. P. 633.
9. *Walen C.* On the theory of sun-spots // Arkiv för matematik, astronomi och fysik. 1944. Vol. 30A. № 15.
10. *McKee C. F., Zweibel E. G.* Alfven waves in interstellar gasdynamics // Astrophys. J. 1995. Vol. 440. P. 686.
11. *Замоздра С. Н.* Усиление и затухание альвеновской волны при сильном сжатии однородной плазмы // VII Забабахинские научные чтения. 2003: Материалы докл.
<http://www.vniitf.ru/rig/konfer/7zst/reports/s3/s-3.htm>

12. *Fatuzzo M., Adams F. C.* Magnetohydrodynamic wave propagation in one-dimensional nonhomogeneous, self-gravitating clouds // *Astrophys. J.* 1993. Vol. 412. P. 146.
13. *Parker E. N.* Dynamical theory of the solar wind // *Space Science Review.* 1965. Vol. 4. P. 666.
14. *Belcher J. W.* Alfvenic wave pressures and the solar wind // *Astrophys. J.* 1971. Vol. 168. P. 509.
15. *Li P. S., Norman M. L., Mac Low M. M. et al.* The formation of self-gravitating cores in turbulent magnetized clouds // *Ibid.* 2004. Vol. 605. P. 800.

И. И. Зинченко

Институт прикладной физики РАН

«РАДИОВИДЕНИЕ» В АСТРОНОМИИ

Введение

В оптической астрономии нормально и естественно «видеть» изучаемый объект, т. е. получать тем или иным образом его «мгновенное» изображение. Это легко делают человеческий глаз, фотопластинка, современная ПЗС-матрица. Мы сразу видим миллионы элементов изображения. Совсем другая ситуация в радиодиапазоне. В большинстве случаев в каждый данный момент мы получаем информацию лишь об одном, в лучшем случае о нескольких таких элементах. Это обусловлено особенностями техники радиоприема. В последнее время прилагается немало усилий, чтобы реализовать концепцию «радиовидения», т. е. приблизиться к оптическим методам получения изображений. Такие системы разрабатываются для прикладных задач (например, навигации), а также и для радиоастрономии (см., например, [1, 2]). Ниже мы кратко опишем состояние и перспективы этих работ.

© И. И. Зинченко, 2005

Системы «радиовидения» в астрономии

Чтобы получить радиоизображение какой-то области с помощью одиночной антенны, мы можем либо просматривать последовательно отдельные участки с помощью простого однолучевого приемника, либо попытаться создать матричный (многолучевой) приемник, который позволит видеть сразу всю область целиком. Преимущества такого подхода очевидны. Во-первых, в принципе в N раз (N — число пикселей) при том же отношении сигнал/шум экономится время наблюдений, которое всегда ограничено. Во-вторых, если источник переменный, то при последовательном картировании мы рискуем получить картину, которая не будет адекватно отражать состояние объекта за данный период времени.

В принципе возможны два концептуально разных варианта многолучевых систем: системы на основе фазированных антенных решеток (ФАР), заполняющих некоторую апертуру, и системы, представляющие собой решетку приемных элементов в фокальной плоскости антенны. Возможны и сочетания этих вариантов. Подавляющее большинство многолучевых систем (по крайней мере на достаточно коротких волнах) строится по второму принципу.

Какие основные проблемы встают на пути создания матричного приемника? Проблемы эти существенно различны для болометрических приемников, используемых для измерений в непрерывном спектре, и для гетеродинных приемников, которые применяются для спектральных измерений. Создать решетку болометров с большим числом элементов значительно проще, чем матричный гетеродинный приемник. И главное различие в том, что в последнем случае нужен гетеродин, общий для всех каналов. А поскольку мощность гетеродина всегда ограничена, то и число каналов не удастся увеличить выше некоторого, довольно скромного значения (~ 10 – 15), в отличие от решеток болометров, в которых число элементов уже сейчас достигает ~ 100 и более.

Другая проблема, специфическая для гетеродинных решеток, связана с обработкой сигналов. Поскольку эти приемники предназначены для спектральных измерений, к каждому элементу должен быть прицеплен параллельный спектроанализатор. А это громоздкое и дорогое устройство. Данное обстоятельство также сильно ограничивает возможности наращивания числа элементов в гетеродинном матричном приемнике.

Существуют два основных подхода к созданию решеток в фокальной плоскости: (1) сборка такой системы из практически независимых приемных модулей и (2) разработка принципиально многолучевых приемников. Первый вариант облегчает обслуживание и ремонт в случае необходимости отдельных каналов. Второй позволяет создавать более компактные системы с большим числом каналов.

Пример первого подхода — приемник Национальной радиоастрономической обсерватории США на 1.3 мм, представляющий собой решетку 2×4 СИС приемников с общим гетеродином и квазиоптическим входом [3]. Система с несколько более высоким уровнем интеграции, где имеется единый приемный модуль с семью облучателями, волноводными СИС-смесителями и УПЧ, создается в Чалмерском техническом университете (проект SISYFOS [4]). Есть и другие подобные устройства.

Второй подход реализуется, например, в JPL (CalTech), где создаются квазиоптические системы на 230 и 492 ГГц на основе решетки из 2×5 СИС-переходов, интегрированных с дипольными антеннами и размещенных на плоской поверхности параболической кварцевой линзы с металлизированной параболической поверхностью [5]. Подобное устройство на основе ДБШ и гиперполусферической линзы было создано около 15 лет тому назад в НПО «Салют» и успешно испытано в ИПФ РАН [6].

Оптическая схема матричных приемников должна обеспечивать формирование необходимой диаграммы направленности каждого элемента, их достаточно плотную «упаковку», минимальный уровень кросс-поляризационной компоненты, по возможности частотную независимость и пр. Расчет квазиоптической схемы обычно ведется на основе теории гауссовых пучков. В качестве облучателей используются, как правило, так называемые скалярные рупора.

При этом возникает проблема «упаковки» облучателей, размещаемых обычно в фокальной плоскости антенны. С одной стороны, для получения полной в смысле Найквиста выборки облучатели должны располагаться на расстояниях, не превышающих $\lambda f/2D$ (f — эффективное фокусное расстояние, D — диаметр антенны). Однако для оптимального облучения антенны размеры рупоров должны быть в несколько раз больше. Эта проблема решается путем последовательного заполнения изображения, а размер облучателей и расстояние между ними выбираются на основе компромисса между указанными требованиями.

Необходимо также учитывать абберрации, которые особенно заметны для элементов, расположенных вдали от оси антенны. В результате диаграмма направленности элементов приемника искажается, в ней появляются сильные боковые лепестки и пр.

Следующая проблема связана с охлаждением приемников. Современные высокочувствительные приемники работают при сверхнизких температурах для снижения собственных шумов. Гетеродинные приемники сейчас создаются на основе СИС- или НЕВ-элементов. Те и другие требуют охлаждения до ~ 4.5 К. Такие температуры достигаются при охлаждении жидким гелием. Но использование заливных систем на радиотелескопе в течение долгого времени неудобно и дорого. Поэтому чаще применяют системы охлаждения замкнутого цикла. Хладопроизводительность их не превышает 1—1.5 Вт, что также ограничивает возможности наращивания числа элементов приемника (в частности, из-за быстрорастущих радиационных теплопритоков при увеличении апертуры окна). Болометры работают при еще более низких температурах, ≤ 0.3 К. Такие температуры реализуются в системах охлаждения на основе изотопа гелия ^3He .

Наконец, для матричных приемников, как правило, надо решать проблему компенсации вращения Земли. Все крупные радиотелескопы строятся в альт-азимутальной монтировке. Легко понять, что если не принять специальных мер, то совокупная диаграмма направленности матричного приемника будет поворачиваться на небесной сфере при слежении за источником. Таким образом, накопление сигнала в течение достаточно продолжительного времени от каждой точки источника станет невозможным. Для устранения этого эффекта можно либо вращать приемник целиком, либо использовать дополнительные квазиоптические элементы, компенсирующие вращение Земли.

Все это заметно усложняет конструкцию матричного приемника и ведет к дополнительным потерям. Кроме того, ясно, что однолучевой приемник заведомо можно отладить лучше, чем каждый канал матричного приемника. То есть чувствительность одиночного приемника обычно лучше, чем отдельного канала матричного приемника. Поскольку улучшение чувствительности в два раза сокращает время наблюдений в четыре раза, одиночный приемник в два раза более чувствительный, чем каждый элемент матричного приемника эквивалентен, по сути дела, четырехэлементному матричному и при этом

существенно проще и надежнее. Таким образом, чтобы использование матричного приемника было оправданным, нужно, чтобы число его элементов было существенно больше.

В настоящее время в разных обсерваториях мира уже эксплуатируется несколько матричных приемников — как гетеродинных, так и болометрических (выше мы уже упоминали некоторые из них). Дополнительно из первых можно отметить такие системы, как 15 элементный приемник обсерватории пяти колледжей (США), 9 элементный приемник HERA на 30-м антенне IRAM, приемник SMART обсерватории KOSMA и др. Из решеток болометров — MAMBO (IRAM), SCUBA (JCMT), SIMBA (SEST).

В ИПФ РАН разрабатывается матричный СИС-приемник диапазона длин волн 3 мм для РТ-22 КраО. В этой разработке используется опыт совместной работы над аналогичным матричным приемником для 20-м радиотелескопа обсерватории Онсала (Швеция). Рассмотрены разные варианты оптической схемы приемника (рис. 1). В первой у каждого канала имеется собственный корректирующий элемент. Используя скалярный рупор с малым углом раскрытия и линзу, можно создать частотно-независимую систему с коэффициентом использования апертуры до 84 %. Основная проблема здесь — сравнительно большое расстояние между приемными элементами, что приводит к большому разносу их диаграмм направленности. Два других варианта эту проблему решают, но у них есть серьезные недостатки: принципиальная невозможность обеспечить частотную независимость, дополнительные потери $\sim 3\%$ и увеличенные габариты, что создает проблемы при размещении на антенне. В результате выбран вариант (), обеспечивающий достаточно высокий коэффициент использования антенны при приемлемом уровне потерь.

Как получить радиоизображение

Как отмечалось выше, требования оптимального облучения антенны вступают в противоречие с требованием тесного расположения облучателей, обеспечивающего получение полной выборки распределения яркости. В результате получение такой выборки осуществляется последовательно. При этом для вычитания фона используются различные виды модуляции, как и при однолучевом приеме: обычно навод-отвод или частотная модуляция (при спектральных измерениях). Более эффективным способом картирования является метод On-The-Fly (OTF), при котором измерения проводятся

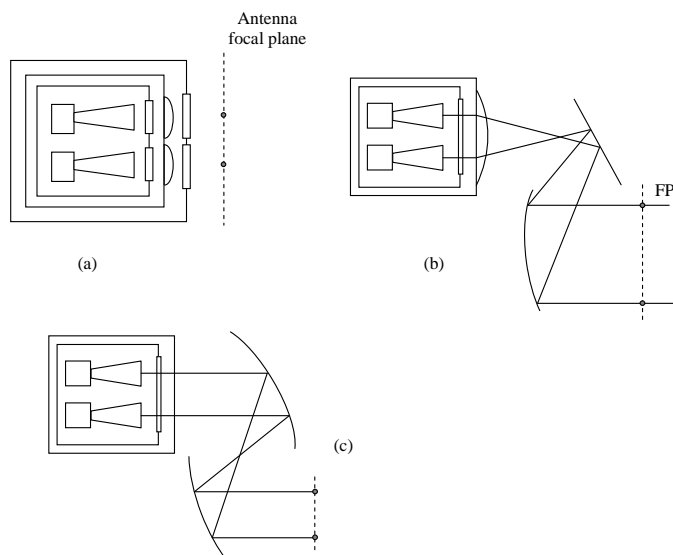


Рис. 1. Рассматривавшиеся варианты квазиоптической схемы гетеродинного матричного приемника для РТ-22 КрАО

в то время, когда антенна непрерывно движется по линейной траектории в экваториальной системе координат (рис. 2). Но этот метод лучше работает для сравнительно сильных источников.

Мы не касаемся здесь методов получения изображений в радиоинтерферометрах, которые измеряют непосредственно пространственный спектр источника, по которому путем фурье-преобразования находится распределение яркости.

Как улучшить радиоизображение

Хорошо известен рэлеевский предел разрешения. Можно ли получить разрешение выше этого предела? В принципе, да. Но для этого нужно, во-первых, хорошо знать диаграмму направленности каждого элемента приемника и, во-вторых, отношение сигнал/шум должно быть достаточно велико. Тогда можно попытаться решить задачу деконволюции или восстановления реального распределения яркости по источнику.

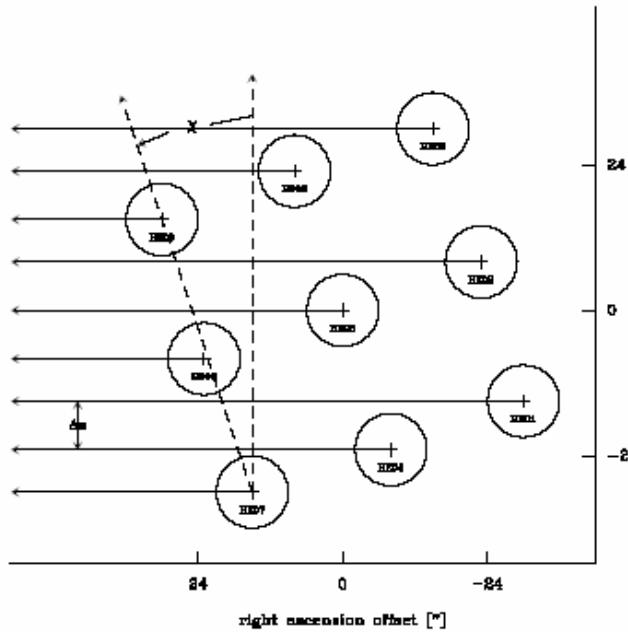


Рис. 2. Схема получения изображения источника методом OTF при помощи 9 лучевого приемника HERA на 30-м радиотелескопе IRAM [7]

Существует ряд алгоритмов реализации такого «сверхразрешения». Одним из наиболее популярных является метод максимума энтропии (см., например, [8]), который дает минимум необоснованных деталей в восстановленном изображении. Пример применения этого метода представлен на рис. 3. Но нужно иметь в виду, что корректное использование методов восстановления часто граничит с искусством, поскольку итерационный процесс деконволюции сначала приближает к оригиналу, но на некотором этапе может начать уводить от него, приводя к появлению «деталей» в изображении, обусловленных шумами (особенно при плохо определенных ошибках измерений). Вопрос об оптимизации процедуры деконволюции обсуждается, например, в [9].

Ряд методов деконволюции, включая метод максимума энтропии, используются и для построения карт источников в радиоинтерферометрии. Наиболее популярным здесь остается полуэмпирический метод «чистки».

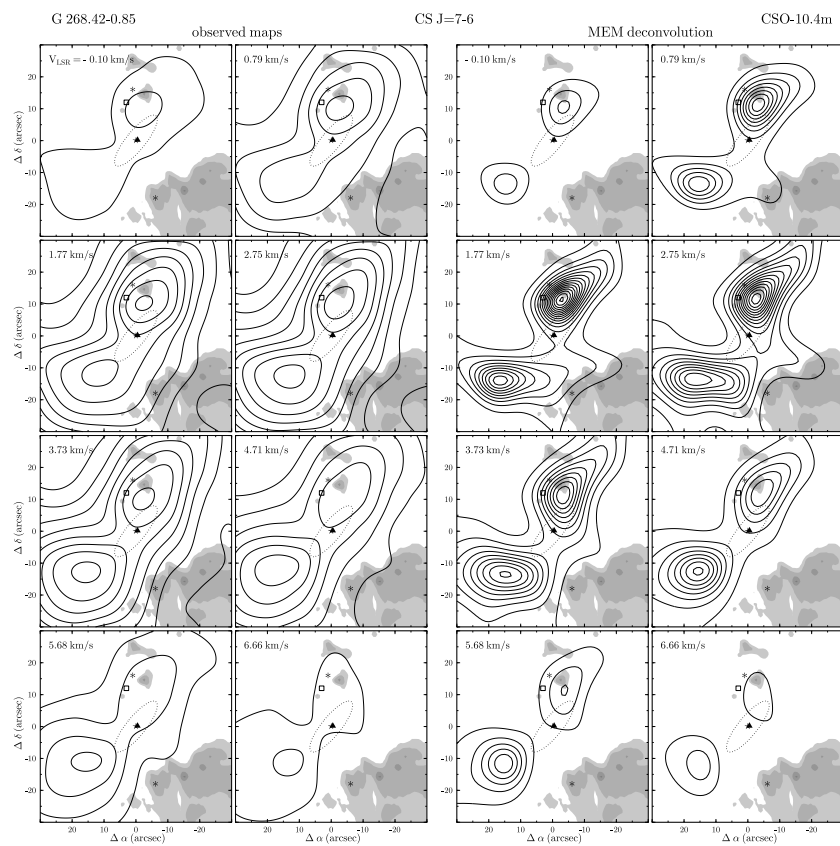


Рис. 3. Пример применения метода максимума энтропии для деконволюции спектральных радиокарт [9] (рисунок любезно предоставлен А. В. Лапиновым)

Заключение

Методы «радиовидения» постепенно занимают все более заметное место в астрономии, и, вероятно, их возможности будут быстро нарастать, особенно при наблюдениях в континууме. Можно ожидать появления матриц болометров с числом элементов $\sim 10^4$. Расширяется также частотный диапазон использования этих методов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 03-02-16307) и ИНТАС (проекты 99-1667, 01-0367 и 03-51-4145).

Список литературы

1. Вдовин В. Ф., Зинченко И. И. Малошумящие приемники миллиметровых и субмиллиметровых волн // Изв. вузов. Радиофизика. 1998. Т. 41, С. 1424.
2. Зинченко И. И. Современная миллиметровая и субмиллиметровая астрономия // Там же. 2003. Т. 46. С. 641.
3. Payne J. M., Jewell P. R. The upgrade of the NRAO 8-beam receiver // Multi-feed Systems for Radio Telescopes /Eds. D. T. Emerson & J. M. Payne// ASP Conf. Ser. 1995. Vol. 75, P. 144.
4. Johansson J. F. SISYFOS — a project presentation and progress report // Ibid. P. 130 .
5. Stimson P. A., Dengler R. J., Leduc H. G. et al. Superconducting heterodyne planar array using a dielectric filled parabola: status and measured performance // Ibid. P. 245.
6. Забытов Ю. М., Лебский Ю. В., Федосеев Л. И. и др. Многолучевой супергетеродинный приемник миллиметрового диапазона радиоволн // Радиотехника и электроника. 1993. Т. 38. С. 2240.
7. HERA User Manual // <http://www.iram.fr/IRAMES/otherDocuments/manuals/>
8. Терещук В. Ю. Восстановление изображений при минимальной априорной информации // УФН. 1995. Т. 165. С. 143.
9. Lapinov A. V., Schilke P., Juvela M. et al. I. Studies of dense cores in regions of massive star formation. VI. Multitransitional CS and CO observations of G 261.64-2.09, G 268.42-0.85, G 270.26+0.83 and G 301.12-0.20 // Astron. Astrophys. 1998. Vol. 336. P. 1007.

(2 + ε)-МЕРНЫЕ ГАЗОВЫЕ ДИСКИ

В первой части лекции рассматриваются возможности *квазидвумерного* описания динамики тонких газовых дисков в рамках модели «мелкой воды». В простейшем варианте модели третье измерение (поперечное к плоскости диска) «прячется» в эффективном уравнении состояния квазидвумерной газовой среды (число степеней свободы макромолекул при этом увеличивается на единицу) [1]. Указаны принципиальные ограничения модели «мелкой воды». Приводится обобщенная $(2 + \varepsilon)$ -мерная модель, позволяющая последовательно отказаться от всех ограничений путем «непрерывного» увеличения размерности модели диска от 2 до 3 [1, 2].

Во второй части обсуждаются эффекты, обусловленные реальной трехмерностью дисков и принципиально «не наблюдаемые» в 2-мерных моделях. Само существование этих эффектов связано с наличием вертикальных движений, а также с конечной переменной толщиной диска. Среди прочих — формирование структур в вертикальной плоскости (конвекция, ударные волны). Примером является изящный узор множественных ударных волн, простирающихся в вертикальной плоскости диска от спирального рукава на большие высоты над плоскостью диска вследствие инерционных эффектов — конечной скорости релаксации газа за фронтом головной ударной волны к гидростатическому равновесию (рис. 1) [3]. Другим примером служит гидродинамическая неустойчивость, вызывающая затухающие квазипериодические осцилляции диска в вертикальном направлении.

В заключительной части приводятся наблюдательные аргументы, свидетельствующие о нецелоразмерном распределении вещества в галактических дисках (по измерениям распределения областей HI, пыли, областей звездообразования, звездных скоплений) [5, 6, 7, 8]. Ставится вопрос о необходимости построения адекватных динамических моделей дисков, учитывающих их реальную фрактальную геометрию.

Часть представляемых результатов получена в ходе выполнения исследований по программам Минобразования РФ (проект Е02-11.0-39) и РФФИ (грант 04-02-96500).

Рис. 1. Вертикальная структура галактической ударной волны на стадии релаксации для числа Маха натекающего потока $M = 3$, газ течет слева направо, расстояния даны в парсеках. Релаксация к гидростатическому равновесию за фронтом первичной ударной волны происходит через последовательность ударных волн

Список литературы

1. Чуриков С. М., Шухман И. Г. // Астрон. циркуляр. 1981. Вып. 1157. С. 1.
2. Коваленко И. Г., Луккин Д. В. Ударные волны в астрофизических газовых дисках: влияние конечной толщины диска и вертикальных движений // Письма в Астрон. журн. 1999. Т. 25. Вып. 4. С. 260.
3. Коваленко И. Г. Ударные и нелинейные волны в гравитирующих средах. Дисс. ... д-ра физ.-мат. наук. СПб., 2001.
4. Kovalenko I. G., Eremin M. A., Korolev V. V. 3D structure of gaseous disks in spiral galaxies /Eds. A. M. Fridman, M. Ya. Marov, I. G. Kovalenko // Progress in Study of Astrophysical Disks: Collective and Stochastic Phenomena and Computational Tools. Kluwer Academic Publishers (Astrophysics and Space Science Library series). 2005. (In press).
5. Westpfahl D. J., Coleman P. H., Alexander J. et al. The Geometry of the H I of Several Members of the M81 Group: The H I Is Fractal //Astron. J. 1999. Vol. 117. P. 868.
6. Elmegreen B. G., Kim S., Staveley-Smith L. A Fractal Analysis of the H I Emission from the Large Magellanic Cloud //Astrophys. J. 2001. Vol. 548. P. 749.
7. Elmegreen D. M., Elmegreen B. G., Eberwein K. S. HST observations of fractal dust structure in the central kiloparsec of spiral galaxies //Amer. Astron. Soc. 2001. Vol. 198. P. 0812E.
8. Chapel D., Scalo J. Multifractal Scaling, Geometrical Diversity, and Hierarchical Structure in the Cool Interstellar Medium //Astrophys. J. 2001. Vol. 551. P. 712.

**Н. М. Кузьмин¹, Т. А. Мовсесян²,
В. В. Мусцовой¹, С. С. Храпов¹**

¹Волгоградский государственный университет

²Бюраканская астрономическая обсерватория

ВОЛНЫ И ВИХРИ РОССБИ В АСТРОФИЗИКЕ

Введение

Волны и вихри Россби представляют собой сравнительно крупномасштабные возмущения во вращающихся газовых или жидких системах. Возможность существования данного класса волн обусловлена неоднородностью скорости вращения вдоль меридиана или по радиусу, если речь идет о тонких дисках, и возникающей из-за специфического распределения сил Кориолиса сдвиговой упругости среды. Характерной особенностью таких волн является то, что времена волновых движений превосходят период оборота системы. Поскольку подавляющее большинство астрофизических объектов обладают значительным угловым моментом и газовыми подсистемами, понятно, что рассматриваемый класс возмущений играет важную роль в их динамике и эволюции.

Несмотря на это, обсуждаемый класс возмущений чаще всего остается за рамками проводимых исследований. Данной лекцией мы хотим привлечь к ним внимание на конкретном примере возможного механизма формирования квазипараллельных джетов в сверхмассивных протозвездных облаках.

В нашей лекции мы вкратце напомним хорошо известные в геофизической гидродинамике результаты исследования волн Россби в атмосферах планет и океанах, а затем более подробно остановимся на полученных нами результатах, относящихся к возможности развития данного типа возмущений в сверхмассивных протозвездных облаках и возможных следствиях этого эффекта.

Циклоны и антициклоны Россби и зональные течения в атмосферах планет и океанах

Прежде чем перейти к дальнейшему изложению, приведем несколько фактов, достоверно известных применительно к планетным

© Н. М. Кузьмин, Т. А. Мовсесян, В. В. Мусцовой, С. С. Храпов, 2005

атмосферам и океанам [5–6], и существенных для нашего рассмотрения:

- полученное в рамках теории мелкой воды уравнение, описывающее дисперсию волн в атмосферах планет и океанах, во вращающейся вместе с планетой локальной декартовой системе координат имеет вид

$$\omega(\omega^2 - 4\Omega_z^2 - k_\perp^2 c_s^2) - \frac{2k_x \Omega_y}{R} c_s^2 = 0, \quad (1)$$

где Ω_z — проекция скорости вращения системы на местную вертикаль; Ω_y — проекция скорости вращения системы на меридиан; c_s — адиабатическая скорость звука, R — радиус планеты; $k_\perp^2 = k_x^2 + k_y^2$, k_x — волновое число вдоль широты; k_y — вдоль меридиана. Высокочастотное решение этого уравнения ($\omega \geq 2\Omega_z$) представляет собой закон дисперсии гравитационно-гироскопических волн, а низкочастотное — закон дисперсии волн Россби:

$$\omega_R = -\frac{2k_x \Omega_y}{R(k_\perp^2 + 4\Omega_z^2/c_s^2)}; \quad (2)$$

- вращение системы существенно влияет на динамику и свойства волновых структур, если выполняется так называемый режим Россби, а именно $l_\perp \gg v/(2\Omega_z)$ или $Ro = v/(2\Omega_z l_\perp) \ll 1$, где l_\perp — масштаб структуры в плоскости, перпендикулярной местной вертикали; v — характерная скорость волновых движений; Ro — число Кибеля–Россби; поскольку движения в волне в любом случае дозвуковые, то достаточным для режима Россби условием служит $l_\perp \geq r_R = c_s/(2\Omega_z)$, где r_R — радиус Россби–Обухова;
- обусловленные силой Кориолиса и ее неоднородностью вдоль меридиана длинноволновые возмущения в нижних широтах представляют собой волны Россби (планетарные волны), на нелинейной стадии поддерживающие или создающие зональные (вдоль широты) течения, а в средних широтах — регулярно чередующиеся циклонические и антициклонические вихри Россби, ротор скорости которых параллелен или антипараллелен вектору локальной угловой скорости вращения системы соответственно — см. рис. 1 (можно сказать, что прослеживается качественная аналогия с известной задачей об электрическом дрейфе частиц в скрещенных электрическом и магнитном полях (см., например, [8]), экваториальные планетарные волны

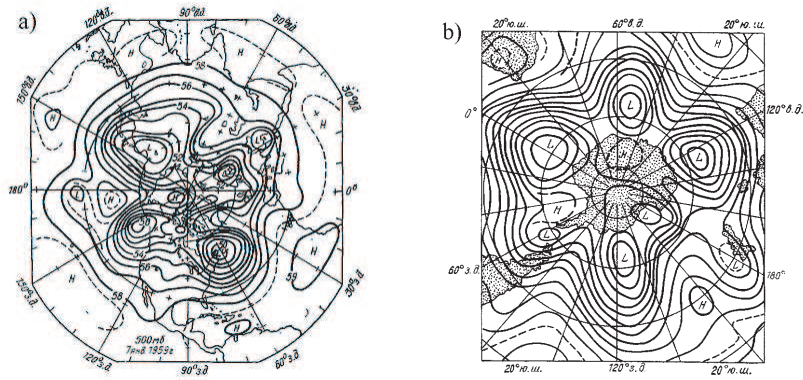


Рис. 1. Примеры цепочки атмосферных циклонов над Арктикой (а) и Антарктикой (б): эквидистантные уровни изобарической поверхности в северном (а) и южном (б) полушариях (буквами *L* и *H* отмечены соответственно циклоны и антициклоны)

отвечают при этом движению по трахоиде без петель, а вихри Россби — по трахоиде с петлями; существует и строгая аналогия — с точностью до переобозначений параметров в законе дисперсии — с дрейфовыми волнами в замагниченной плазме, где температура электронов много больше температуры ионов [5]); другими характерными примерами циклонических и антициклонических вихрей Россби являются так называемые «баржи» в атмосфере Юпитера, являющиеся автосолитоном Россби Большое Красное Пятно Юпитера и аналогичный автосолитон Нептуна;

- в циклонах сила Кориолиса направлена от центра вихря, поэтому в нем образуется понижение, а в антициклонах, наоборот, повышение плотности газа;
- антициклоны значительно более долгоживучи, чем циклоны, что связано с особенностями дисперсии (заметим попутно, что из-за повышения плотности при прочих равных условиях суммарный угловой момент антициклона оказывается выше, чем у циклона, поэтому ему труднее распасться);
- вихри Россби медленно дрейфуют вдоль параллели на запад со скоростью, не превышающей $V_{dr} \simeq V_R$, где V_R — фазовая

скорость волн Россби, определенная из линейного анализа (см. ниже);

- наиболее интересный в прикладном смысле диапазон чисел Кибеля—Россби снизу ограничивается из соображений максимальной нелинейности режима, при которой частицы среды захватываются и дрейфуют вместе с волнами или вихрями: $Ro > r_R/R$, где R — радиус планеты;
- условия для режима Россби выполняются тем лучше, чем больше размер системы; его проявления на планетах-гигантах значительно ярче, чем в земных условиях.

Волны Россби в тонком газовом диске

В данном пункте мы излагаем материал по монографии [9]. В ней можно найти уравнения, описывающие динамику малых возмущений в тонком газовом диске и вывод дисперсионного уравнения для них.

Это дисперсионное уравнение описывает три ветви колебаний газового диска. Если пренебречь неоднородностью диска и дифференциальностью его вращения, то нетрудно убедиться, что две из них гравитационные (джинсовские) и их частоты определяются из условия баланса кубического и линейного по $\hat{\omega} = \omega - m\Omega$ членов (частота третьей ветви в этом случае $\hat{\omega} = 0$). Здесь m — азимутальный номер моды (число рукавов спиральной волны), $\Omega = \Omega(r)$ — локальная угловая скорость вращения газа в диске. Появление третьего типа возмущений связано с неоднородностью диска и дифференциальностью его вращения (проявление сдвиговой упругости неоднородной среды) и их частота в гравитационно устойчивом диске может быть приближенно определена из условия баланса линейного по $\hat{\omega}$ и свободного членов:

$$\hat{\omega}_g = - \frac{2 m \Omega (k c_s^2 - 2 \pi G \sigma_0) d \ln(2 \Omega \sigma_0 / \varkappa^2) / dr}{k r [\varkappa^2 + (k^2 c_s^2 - 2 \pi G \sigma_0 k) (1 - 2 m^2 d\Omega^2 / r k^2 \varkappa^2 dr)]}. \quad (3)$$

Здесь k — радиальное волновое число возмущений, c_s — адиабатическая скорость звука, G — гравитационная постоянная, σ_0 — поверхностная плотность газа, $\varkappa^2 = 2\Omega(2\Omega + r d\Omega/dr)$ — квадрат эпитической частоты. Нетрудно видеть, что $\hat{\omega}_g$ удовлетворяет условию применимости ВКБ-приближения:

$$\frac{m|\hat{\omega}|}{\varkappa} \ll k r = \sqrt{r^2 k_r^2 + m^2}, \quad (4)$$

при любых длинах волн возмущений ($m \hat{\omega}_g / \varkappa \sim (s \Omega / k L) m / \varkappa \sim s^2 \ll k r$, где $s = m / k r$). Аналогичные ветви колебаний, частоты которых пропорциональны градиентам невозмущенных величин, имеют место в атмосферах и океанах планет (внутренние гравитационные волны и волны Россби), в плазме (дрейфовые волны), звездном диске и в других неоднородных средах. Выражение (3) описывает волны, имеющие черты как внутренних гравитационных волн, так и волн Россби. Для доказательства второй части этого утверждения перейдем к естественному для атмосфер планет пределу однородной (вдоль поверхности планеты) несамогравитирующей среды (формально $G \rightarrow 0$, $\sigma'_0 \rightarrow 0$). Тогда, полагая вращение диска слабо дифференциальным ($n \ll 1$ для $\Omega \propto r^{-n}$), из (3) получаем

$$\hat{\omega}_g = \hat{\omega}_{Rgal} = 2 k_\varphi d\Omega / dr \phi k_r^2 + k_\varphi^2 + 4 \Omega^2 / c_s^2, \quad (5)$$

где $k_\varphi = m / r$.

В атмосферах планет закон дисперсии коротковолновых баротропных возмущений Россби имеет вид

$$\hat{\omega}_R = -2 k_\varphi (d\Omega_z / R d\theta) \phi k_\theta^2 + k_\varphi^2 + 4 \Omega_z^2 / c_s^2, \quad (6)$$

где θ — широта, на которой расположена локальная декартова система координат. Конкретные значения параметров, характеризующих динамику и геометрию упомянутых выше вихревых структур, аналогичных планетарным антициклоническим солитонам Россби, в газовых дисках галактик должны, очевидно, вычисляться в нелинейной теории. В связи с этим интересна попытка прямого переноса результатов теории солитонов Россби на «мелкой воде» на случай газового диска, предпринятая Корчагиным и Петвиашвили [10]. Полученный ими солитон имеет характерный радиус порядка или больше эписциклического ($r_s = c_s / \varkappa$) и, следовательно, соответствует возмущениям с $k r_s \leq 1$.

Выявление достаточно эффективного механизма возбуждения волн Россби в гравитирующих газовых дисках может быть актуально для объяснения феномена спиральной структуры галактик.

Волны Россби в массивных протозвездных облаках

1°. Наблюдения показывают, что в ряде массивных протозвездных облаков формируются одновременно несколько молодых звездных объектов. При этом закономерностью является то, что коллимированные сверхзвуковые струйные выбросы из этих объектов ориентированы под очень малым углом друг к другу в каждом облаке. На наш взгляд, это однозначно указывает на то, что за их формирование ответствен единый универсальный волновой механизм, приводящий к образованию регулярных структур в облаке.

Для выяснения причин формирования почти параллельных струйных выбросов из молодых звездных объектов, находящихся в одном протозвездном облаке, необходимо прежде всего определить причину возникновения у них квазипараллельных моментов вращения, поскольку молодые звезды представляют собой аккреционно-струйные системы, в которых джеты распространяются всегда вдоль оси вращения околозвездного диска [1–3]. Такой причиной может быть эффект, обусловленный действием силы Кориолиса — волны Россби [4], а впоследствии — формирование долгоживущих вихрей Россби, хорошо исследованных в геофизике и физике планетных атмосфер (см. [5–7], там же ссылки на оригинальные работы).

Рассматриваемая нами ситуация значительно отличается от обсуждаемых в [5–7] принципиальной необходимостью учета самогравитации, поскольку характерная длина волны Джинса в любом случае много меньше характерного масштаба облака, иначе не происходили бы его гравитационный коллапс и уж тем более образование нескольких молодых звезд в этом облаке.

2°. Учитывая перечисленные в п. 1 характерные особенности волн и вихрей Россби, мы хотим предложить следующий сценарий образования описанных выше наблюдаемых структур:

- после инициирующего процесса, которым может быть, например, прохождение холодным газовым облаком фронта галактической ударной волны, джинсовский масштаб становится меньше характерного масштаба облака и начинается гравитационное сжатие последнего;
- наличие начального суммарного момента импульса приводит к вращению облака, все убыстряющемуся по мере сжатия;
- центробежные эффекты приводят к тому, что сжатие вдоль

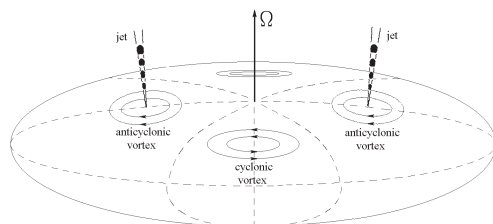


Рис. 2. Схематическое изображение развития циклонических и антициклонических вихрей Россби в некотором слое вращающегося массивного протозвездного облака

оси вращения происходит быстрее, чем в поперечной плоскости, из-за чего облако принимает форму сплюснутого эллипсоида вращения;

- при достижении определенной скорости вращения облака число Кибеля—Россби оказывается достаточно малым для появления в облаке волн и вихрей Россби;
- в высоких широтах формируется регулярная структура циклонических и антициклонических вихрей;
- из-за повышения плотности в антициклонах джинсовский масштаб локально оказывается для них меньше, чем для окружающей среды и соответственно развивается локальная гравитационная неустойчивость;
- развитие последней приводит к образованию протозвезд с антициклоническими роторами скоростей, образующими друг с другом малые углы;
- на определенной стадии эволюции протозвезд в силу общих закономерностей, которые мы обсуждали в [1–3], в протозвездах формируются джеты, параллельные их собственным моментам вращения, и реализуется ситуация, показанная на рис. 2 (при этом, вероятно, сквозь облако будет просвечивать центральное ядро, значительно разогретое гравитационным сжатием).

3°. Для исследования закона дисперсии возмущений малой амплитуды рассмотрим протозвездное облако, обладающее неким суммарным моментом вращения на стадии гравитационного сжатия, из-

за чего его изобары представляют собой эллипсоиды вращения. Такая конфигурация безусловно нестационарна; мы, однако, предполагаем, что характерное время сжатия значительно превышает период вращения облака. Основания надеяться на это дает тот факт, что протозвездные облака богаты металлической пылью и соответственно обладают большой оптической толщиной и большим временем выхода излучения. Поэтому вероятнее всего коллапс такого облака будет происходить не монотонно во времени, а в пульсирующем режиме, во время одной стадии которого будет происходить разогрев центральных областей при практически адиабатическом гравитационном сжатии облака, из-за чего в этих областях увеличится джинсовский масштаб и сжатие замедлится, а на второй стадии система будет ожидать, когда излишек энергии будет унесен излучением и джинсовский масштаб уменьшится.

В силу сказанного данная часть нашей работы не может претендовать на математическую строгость, достаточно корректно рассматриваемая задача может быть решена лишь методом эволюционного численного нелинейного моделирования; основная цель настоящей заметки — проанализировать, имеются ли предпосылки для постановки такого моделирования.

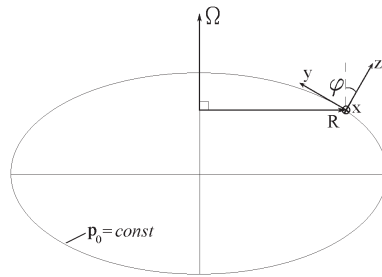


Рис. 3. Схема, поясняющая принятую нами локальную систему координат

Среду моделируем невязким сжимаемым самогравитирующим идеальным газом с уравнением состояния

$$p = \frac{c_s^2}{\gamma} \rho, \quad (7)$$

где p — давление; ρ — плотность; c_s — адиабатическая скорость звука; γ — показатель адиабаты. Работаем в локальной декартовой си-

стеме координат (рис. 3), ось z которой перпендикулярна изобарам, ось y направлена вдоль меридиана к полюсу, а ось x — вдоль широты. Локальная угловая скорость вращения равна при этом

$$\Omega_z = \Omega \cos \varphi_0 - (\varphi - \varphi_0)\Omega \sin \varphi_0 = \Omega \cos \varphi_0 - y \frac{\Omega \sin \varphi_0}{R}. \quad (8)$$

Здесь Ω — реальная угловая скорость вращения, φ_0 — угол между ней и осью z локальной системы координат, R — расстояние от оси вращения до начала локальной системы координат и учтена слабая неоднородность угловой скорости вдоль меридиана. Предполагаем выполненным стационарный баланс сил:

$$\nabla \left(\frac{[\mathbf{\Omega} \times \mathbf{R}]^2}{2} - \Psi_0 \right) - \frac{1}{\rho} \nabla p = 0. \quad (9)$$

где $\Psi_0 = \Psi_0(y, z)$ — равновесный гравитационный потенциал облака.

Будем рассматривать динамику баротропных возмущений, не имеющих z -структуры (в отличие от бароклинных — см. [6]), поскольку нас интересуют наиболее крупномасштабные возмущения. Формальное основание для такой постановки задачи дает тот факт, что вертикальный масштаб изменения «равновесной» плотности облака для степенных распределений параметров модели

$$L_\rho = (\partial \ln \rho_0 / \partial z)^{-1} \propto R \gg \lambda_\perp,$$

где λ_\perp — длина волны в плоскости xy , а также то, что в спектре мод должны присутствовать все перечисленные возмущения, и теорема Тейлора—П्राудмена (см., например, [6]), декларирующая тенденцию к отсутствию z -движений в течениях, перпендикулярных локальному вектору угловой скорости и медленных по сравнению со скоростью вращения всей системы. Заметим также, что длинноволновые возмущения, вызывающие возникновение течений без z -компоненты скорости, оказываются наиболее энергетически выгодными, так как не приводят к совершению работы против эффективной (с учетом вращения) силы тяжести (для коротковолновых возмущений это, очевидно, не так, поскольку для них средняя за период работа оказывается близкой к нулю).

В такой постановке задачи динамика малых возмущений вида $\tilde{f} = \hat{f}(y) \exp\{i(k_x x - \omega t)\}$ определяется системой линеаризованных уравнений:

$$-i\omega \hat{u}_x - f_c \hat{u}_y = -ik_x c_s^2 \Re - ik_x \hat{\Psi}, \quad (10)$$

$$-i\omega\hat{u}_y + f_c\hat{u}_x = -c_s^2 \frac{\partial \Re}{\partial y} - \frac{\partial \hat{\Psi}}{\partial y}, \quad (11)$$

$$-i\omega\Re + ik_x\hat{u}_x + \frac{\partial \hat{u}_y}{\partial y} = 0, \quad (12)$$

$$\frac{\partial^2 \hat{\Psi}}{\partial y^2} - k_x^2 \hat{\Psi} = 4\pi G\rho_0\Re, \quad (13)$$

где $f_c = 2\Omega \cos \varphi_0$, $\Re = \hat{\rho}/\rho_0$ и учтено, что $\tilde{p} = c_s^2 \tilde{\rho}$.

Дифференцируя (11) по y , исключаем из (10) и (11) $\hat{\Psi}$ и \hat{u}_x при помощи (13) и (12) соответственно; получаем

$$\frac{i}{k_x} (f_c \frac{\partial^2 \hat{u}_y}{\partial y^2} + \frac{f_s}{R} \frac{\partial \hat{u}_y}{\partial y} - f_c \hat{u}_y) = -c_s^2 \frac{\partial^2 \Re}{\partial y^2} - f_c \frac{\omega}{k_x} \frac{\partial \Re}{\partial y} + (-\omega^2 + k_x^2 c_s^2 - \Gamma - \frac{f_s \omega}{k_x R}) \Re, \quad (14)$$

где введены обозначения $\Gamma = 4\pi G\rho_0$, $f_s = 2\Omega \sin \varphi_0$.

С другой стороны, дифференцируя (10) по y , исключаем $\hat{\Psi}$ и \hat{u}_y при помощи (12):

$$-i \frac{\omega}{k_x^2} \frac{\partial^2 \hat{u}_y}{\partial y^2} + i \left(\omega + \frac{f_s}{k_x R} \right) \hat{u}_y = \frac{\omega^2}{k_x^2} \frac{\partial \Re}{\partial y} + f_c \frac{\omega}{k_x} \Re. \quad (15)$$

Предполагая далее возмущения достаточно коротковолновыми вдоль меридиана ($k_y R \gg 1$), ищем решение в виде $\hat{f}(y) \propto \exp\{ik_y y\}$ и, выписывая условие совместности уравнений (14) и (15), получаем дисперсионное уравнение с точностью до линейных по малому параметру $(k_\perp R)^{-1}$ слагаемых:

$$\omega(-\omega^2 + f_c^2 + k_\perp^2 c_s^2 - \Gamma) + \frac{f_s}{k_\perp^2 R} [k_x(-2\omega^2 + k_\perp^2 c_s^2 - \Gamma) - 2i\omega f_c k_y] = 0. \quad (16)$$

Отметим, что последнее слагаемое в квадратных скобках в (16) является нефизичным, и его необходимо просто отбросить. Действительно, появление в дисперсионном уравнении физических мнимых слагаемых возможно только в задачах с диссипацией или внешней накачкой энергии. В данном же случае это является следствием не вполне корректного учета геометрии задачи: реально расстояние между меридианами уменьшается с приближением к полюсу, из-за чего, в силу сохранения потока энергии в волне, ее амплитуда должна при этом возрастать, что не учитывается в нашей приближенной постановке задачи.

Однако даже с учетом сделанного замечания в предельном случае несамогравитирующей среды ($\Gamma \equiv 0$) уравнение (16) не переходит в классический закон дисперсии волн Россби и гравитационно-гироскопических волн [5–7], отличаясь слагаемым $-2\omega^2$ в последней скобке. Это не удивительно, поскольку (16) получено из уравнений более высокого порядка. Тем не менее численное исследование показывает, что это слагаемое в указанном предельном случае дает поправку второго порядка малости как к частоте гравитационно-гироскопических волн, так и к частоте волн Россби.

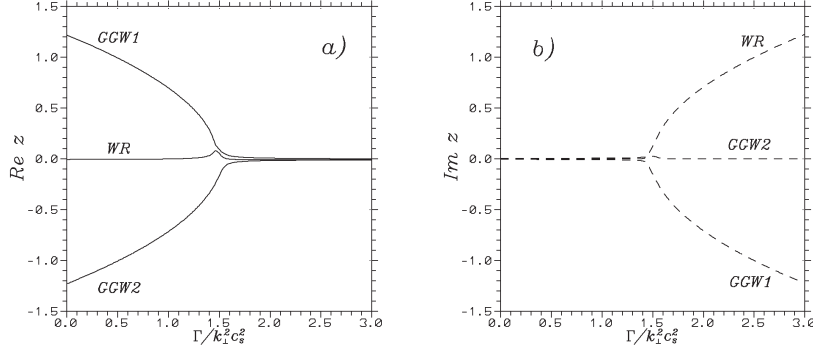


Рис. 4. Зависимости относительных фазовых скоростей $Re z = Re(\omega/kc_s)$ (a) и скоростей роста амплитуды $Im z = Im(\omega/kc_s)$ (b) от квадрата отношения длины волны к джинсовскому масштабу для двух ветвей гравитационно-гироскопических волн (GGW) и волн Россби (WR). $\varphi_0 = 45^\circ$, $k_x = k_y$, $2\Omega/(k_{\perp} c_s) = 1$, $k_{\perp} R = 62.8$

4°. На рис. 4 мы приводим дисперсионные кривые в зависимости от квадрата отношения длины волны возмущений к джинсовскому масштабу ($\Gamma/(k_{\perp}^2 c_s^2) = k_{\perp}^{-2} L_J^{-2}$).

Наиболее важными для нашего рассмотрения в полученных результатах являются два момента. Во-первых, если гравитационно-гироскопические волны (акустическая мода колебаний) при превышении критического масштаба Джинса оказываются либо слабо неустойчивыми, либо затухают, то волны Россби (вихревая мода колебаний) обладают значительной относительной скоростью роста амплитуды. Во-вторых, эта скорость роста оказывается сравнимой со скоростью звука и существенно превышает фазовую скорость волн Россби. В то же время в [5] показано, что скорость дрейфа нелиней-

ного пакета антициклонических волн Россби приближается к их фазовой скорости, определенной на основе линейного анализа. Таким образом, плотность в антициклонических вихрях Россби должна нарастать из-за эффектов самогравитации значительно быстрее, чем они будут смещаться вдоль широты из-за дрейфа.

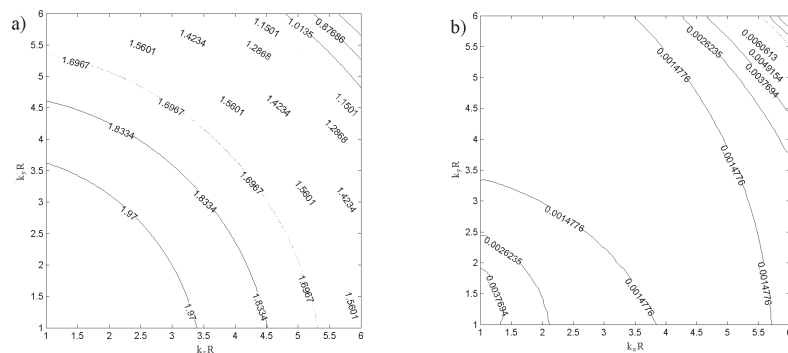


Рис. 5. Линии уровней относительных скоростей роста амплитуды $Im \omega / \Omega$ (a) и безразмерной групповой скорости $Re d(\omega / \Omega) / d(k_{\perp} R)$ (b) на поле безразмерных волновых чисел $k_x R - k_y R$ для волн Россби. $\varphi_0 = 45^\circ$, $2\Omega / (k_{\perp} c_s) = 1$, $k_{\perp} R = 62.8$, $\Gamma / k_{\perp}^2 c_s^2 = 1.6$

К аналогичному выводу позволяют прийти и наши исследования. Как следует из рис. 5, определяющая скорость дрейфа групповая скорость для волн Россби меньше или сравнима с фазовой скоростью этих волн и, следовательно, много меньше как звуковой скорости, так и скорости роста амплитуды из-за развития гравитационной неустойчивости.

Априорно ясно, что столь быстрое развитие гравитационной неустойчивости в локальных антициклонических уплотнениях очень быстро приведет к нарушению режима Россби: число Кибеля—Россби перестанет быть малым — из-за тенденции к сохранению углового момента в вихрях уменьшающегося со временем радиуса и соответственно раскручивающихся. Тем не менее, представляется вполне вероятным, что такие структуры окажутся долгоживущими (именно в силу указанной тенденции) и приведут к образованию протозвезд и формированию джетов.

Обобщая проведенный анализ, можно, вероятно, утверждать, что любое газовое облако, испытывающее гравитационный коллапс, с неизбежностью проходит стадию режима Россби, если только его суммарный начальный момент импульса не равен нулю. Как представляется, сопутствующее этому процессу возникновение значительных неоднородностей необходимо учитывать при рассмотрении эволюции астрофизических объектов.

Эффекты Россби на Солнце

В настоящее время наша рабочая группа проводит исследование закона дисперсии волн на границе фотосферы и хромосферы Солнца. Это направление представляется нам крайне перспективным, поскольку в антициклонических вихрях Россби из-за повышенной плотности вещество будет тонуть, а в циклонах, наоборот, всплывать. Примечательно, что это должно иметь место в средних широтах, где как раз и наблюдаются солнечные пятна. При этом погружение и всплытие вещества с вмороженным в него магнитным полем должно, в принципе, приводить к нарушению режима Россби и соответственно к временному прекращению образования солнечных пятен. После некоторого периода релаксации процесс должен повторяться.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант 04-02-96500.

Список литературы

1. Кузьмин Н. М., Мусцовой В. В., Севостьянов А. В. и др. // Тр. ГАИШ. М., 2004. Т. 75. С. 133.
2. Кузьмин Н. М., Мусцовой В. В., Храпов С. С. Теория аккреционно-струйных систем. I // Геометрический анализ и его приложения: Тез. докл. междунар. школы-конф., 24–30 мая 2004 г. Волгоград: Изд-во Волгоград. гос. ун-та, 2004.
3. Кузьмин Н. М., Мусцовой В. В., Севостьянов А. В. и др. Аккреционно-струйные системы: история результаты, перспективы // Физика космоса: Тр. 33-й Международ. студ. науч. конф., 2–6 февр. 2003 г. Екатеринбург: Изд-во Урал. ун-та, 2003.
4. Rossby C. G. et al. // J. Mar. Res. 1939. Vol. 2. P. 38.

5. *Незмин М. В., Снежкин Е. Н.* Вихри Россби и спиральные структуры: Астрофизика и физика плазмы в опытах на мелкой воде. М.: Наука, 1990.
6. *Педлоски Дж.* Геофизическая гидродинамика: В 2 т. Т. 1. М.: Мир, 1984.
7. *Гилл А.* Динамика атмосферы и океана: В 2 т. М.: Мир, 1986.
8. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Теория поля. М.: Наука, 1988.
9. *Морозов А. Г., Хоперсков А. В.* Физика дисков / Монография. — www.astronet.ru.
10. *Корчагин В. И., Петвიაшвили В. И.* Солитоны Россби в галактических дисках // ПАЖ. 1985. Т. 11. С. 121.

В. М. Липунов

Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова

ГАММА-ВСПЛЕСКИ И ТЕЛЕСКОПЫ-РОБОТЫ НА ПРИМЕРЕ СИСТЕМЫ МАСТЕР

Около тридцати лет астрофизики безуспешно пытались разгадать одну из самых загадочных тайн Вселенной — природу гамма-всплесков. Десятки космических экспериментов, сотни теоретических статей лишь затуманивали ситуацию, и только совсем недавно, весной 1997 г., стало ясно, что мы имеем дело с самым грандиозным по мощности явлением в природе. Для поиска быстрых транзитных явлений в оптическом диапазоне (в том числе и оптического свечения космических гамма-всплесков) в разных странах мира были созданы специальные широкопольные роботы-телескопы. Мобильная астрономическая система телескопов-роботов (МАСТЕР) — первая система такого типа в России. МАСТЕР первым в Европе зарегистрировал GRB030329.

© В. М. Липунов, 2005

Гамма-всплески

Тайны природы и истории иногда тесно переплетаются. После подписания договора о запрете ядерных испытаний в трех средах в 1964 г. Пентагон запустил несколько военных спутников с целью контроля за ядерными испытаниями потенциальных противников и союзников. Идея слежения проста: подрыв ядерного устройства на поверхности или в атмосфере сопровождается коротким всплеском гамма-излучения. Если на околоземной орбите расположить несколько гамма-детекторов, то по временной задержке импульсов можно определить, какая из стран нарушает договор о ядерном воздержании. Вскоре выяснилось, что кроме Франции и Китая конвенция нарушается некой третьей державой, расположенной в созвездии Большой Медведицы. Гамма-всплески приходили из космоса! Лишь через несколько лет эти данные были рассекречены и предоставлены к обдумыванию астрономам, и вот уже почти тридцать лет бывшая военная тайна остается самой большой научной загадкой современной астрофизики. Все попытки найти источники гамма-всплесков заканчивались полным провалом. Создавалось впечатление, что они приходят из пустоты

Поражала высокая частота событий — всплески регистрировались почти каждый день, что впервые было установлено в прекрасном советском эксперименте «Конус», осуществленном под руководством Е. П. Мазеца на космических аппаратах «Венера-11, 12» и «Прогноз» в 70-е гг.

Но еще более удивительным оказалось то, что всплески с равной вероятностью приходят с любого направления (распределены изотропно), но в пространстве расположены неоднородно! Последнее обстоятельство устанавливается путем статистического анализа зависимости частоты событий от интенсивности всплеска вблизи Земли. Это знаменитая зависимость «LogN – LogS». Она весьма полезна, когда ничего не известно о расстояниях до объектов. В плоском евклидовом пространстве, однородно заполненном объектами, зависимость имеет наклон $-3/2$. Действительно, поток энергии, падающий на приемник, обратно пропорционален квадрату расстояния до источника:

$$F = \frac{L}{4\pi R^2}, \quad (1)$$

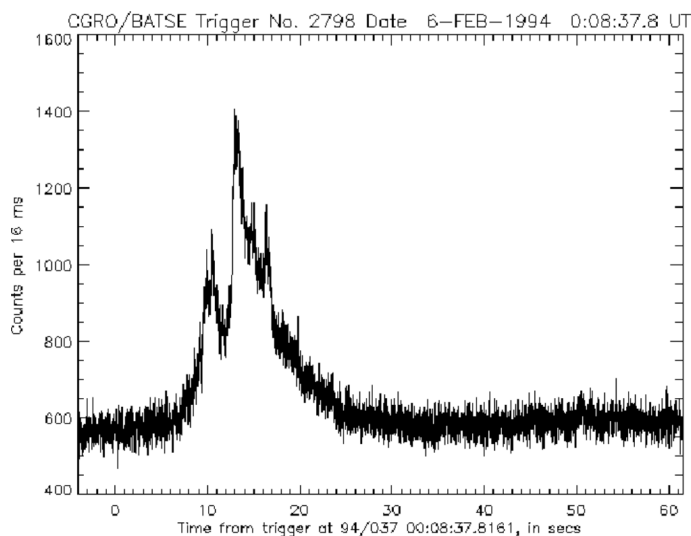


Рис. 1. Запись гамма-всплеска GRB 940206, произведенная с борта гамма-обсерватории им. А. Комптона. Этот всплеск не является типичным, потому что типичного всплеска нет. Общее лишь то, что в течение долей или нескольких секунд «из пустоты» появляется поток гамма-квантов обладающий сложной изрезанной временной структурой

а число источников ярче F пропорционально объему сферы радиуса R : $N(> F) \sim \frac{4}{3}\pi R^3 \sim F^{-3/2}$.

Откуда следует, что $\text{Log} N \sim -\frac{3}{2}\text{Log} F$

В XVIII в. Уильям Гершель, анализируя эту зависимость для звезд, установил, что наша Галактика плоская, точнее, имеет дискообразную форму. Млечный Путь, видимый простым глазом в ясную безлунную ночь, не что иное, как наша Галактика, точнее, все ее неблизкие звезды, слившиеся в одну светящуюся полосу. А как выглядит «галактика» гамма-всплесков? Есть ли у нее своя полоса, состоящая из слабых всплесков? Чтобы ответить на этот вопрос, нужно иметь координаты и яркость как можно большего числа всплесков.

Эксперимент, поставленный на американской орбитальной гамма-обсерватории имени Артура Комптона (Compton Gamma Ray Observatory — CGRO), позволил обнаружить более 2000 новых всплесков,

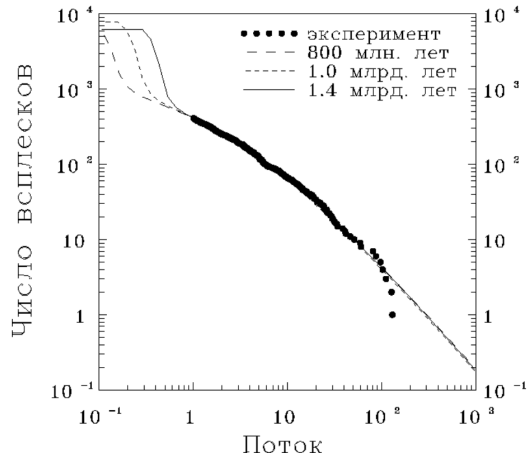


Рис. 2. Зависимость $\log N$ – $\log S$ для гамма-всплесков, полученная по данным наблюдений CGRO (точки), и теоретические кривые, полученные с помощью Машины Сценариев для различных моментов образования галактик после начала расширения Вселенной (Липунов, Постнов, Прохоров, Панченко, Йоргенсен)

и оказалось, что наклона $-3/2$ практически нигде нет (см. рис. 2), а по небу источники распределены изотропно. Странная получается «галактика». Распределение по потокам показывает, что она дискообразная, а на небе никаких следов Млечного Пути нет!

Ничего подобного в нашей Галактике быть не может. Но в нашей Вселенной есть один практически идеально изотропный объект — это сама Вселенная! Именно это заставило многих ученых отказаться от галактической модели гамма-всплесков. Правда, не всех, и астрономическое сообщество разделилось на две примерно равные части в соответствии с крайними точками зрения: либо источники гамма-всплесков удалены на космологические расстояния и их изотропия связана с изотропией нашей Вселенной, либо они непосредственно окружают нашу Галактику, образуя своеобразную сферическую корону.

Если встать на космологическую точку зрения, т. е. удалить гамма-всплески на расстояния порядка 15 млрд световых лет, то для объяснения наблюдаемой яркости всплесков нужно согласиться, что их источники — это самые мощные объекты Вселенной. Действительно, даже самые слабые из них создают у Земли поток энергии

1000 BATSE Gamma-Ray Bursts

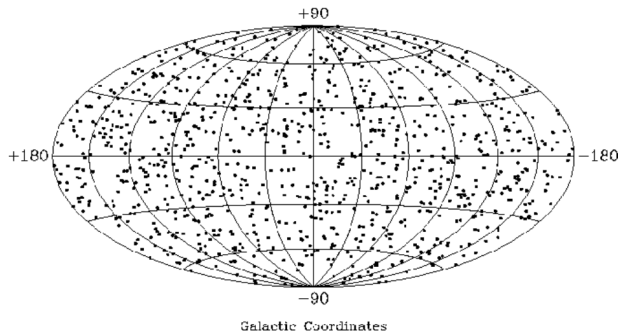


Рис. 3. Карта 1000 гамма-всплесков, обнаруженных с 1991 по 1994 г. с борта космической обсерватории им. А. Комптона

$F = 10^{-7}$ эрг/см²·с и, следовательно, их светимость или мощность равна (сравните с формулой (1)) $L = 4\pi R^2 F \approx 10^{50}$ эрг/см²·с.

Напомним, что до сих пор самыми мощными источниками во Вселенной считались квазары, светимость которых в 10 000 раз меньше! А ведь есть гамма-всплески и в сто раз ярче, а это уже 10^{52} эрг/с. При самом эффективном механизме переработки массы в излучение, известном сейчас в астрофизике, требуется, чтобы в течение одной секунды «вступали в реакцию» массы, примерно равные массам звезд. Не слишком ли высока цена у космологической модели?

Сторонники же космологической точки зрения, во-первых, критиковали модель короны, явно противоречащую наблюдениям, — ведь рядом с нашей есть несколько близких галактик, в том числе видимых невооруженным глазом, а вокруг них никаких корон нет. А во-вторых, космологическая гипотеза самым естественным образом объясняет кажущуюся неоднородность в распределении гамма-всплесков в пространстве. Ведь формула (2) в нашей Вселенной не верна! Все дело в общей теории относительности. В кривом пространстве объем сферы не равен $4/3\pi R^3$ и прямая LogN–LogS становится кривой с меньшим наклоном даже при однородном распределении источников!

Какой процесс может обеспечить столь высокую светимость? Требуемая энергия выделяется при вспышках сверхновых, но при этом она почти целиком уносится нейтрино (оптическая вспышка является при этом лишь бледной тенью и растянута во времени на месяцы

из-за огромного количества вещества, окутывающего центр высвечивания). Вот если бы вокруг не было вещества, то излучение, не перерабатываясь в мягкие кванты, за несколько секунд уходило бы в виде гамма-всплеска.

Но именно такая ситуация и реализуется при слиянии двух НЗ! Идея о том, что слияние НЗ является причиной всплесков, высказанная еще в 1982 г. советским астрофизиком С. И. Блинниковым с соавторами, долгое время рассматривалась как наиболее вероятная.

Сейчас все более популярной становится иная модель. Если бы удалось каким-то образом при взрыве сверхновой «пробуровать» туннель до самого коллапсирующего ядра, то мы смогли бы «увидеть» жесткое гамма-излучение. Оказывается сверхновые сами могут себя «буровать». Только такие сверхновые называли гиперновыми. Дело в том, что если при коллапсе ядро звезды быстро вращается, возникает ось симметрии, вдоль которой «выстреливает» струя релятивистских частиц, такой «джет» светится в гамма-диапазоне.

Расчеты коллапса быстровращающейся замагниченной звезды — очень сложны и пока можно говорить лишь о некой грубой модели в которой определяющую роль играют вращение звезды и ее магнитное поле.

Появилась серия работ, в которых наблюдаемая кривая LogN-LogS объяснялась эффектами ОТО в космологии. Однако недостатком всех этих работ было одно простое обстоятельство, ведь НЗ — это результат звездной эволюции, а ведь было время (примерно 15 млрд лет назад), когда не то что звезд, не было даже галактик и, следовательно, сливающиеся НЗ распределены в наблюдаемом объеме Вселенной неоднородно! Темп слияния определяется законами эволюции (эволюционным сценарием) и историей образования звезд в нашей Вселенной (функцией звездообразования).

Эволюция двойной начинается с образования двух голубых звезд, внутри которых идет термоядерная реакция горения водорода в гелий. Затем первая, первоначально более массивная, звезда пережигает свой водород и увеличивает свой радиус, постепенно приближаясь к критической полости Роша — поверхности, разграничивающей области гравитационного влияния компонент двойной. Через 12.7 млн. лет она заполняет свою полость Роша и начинает перетекать на соседку. В результате происходит перемена ролей, — первоначально более массивная звезда становится менее массивной. Обмен массой оканчивается в тот момент, когда центральное ядро первой звезды сжимается и отделяется от оболочки. При этом в ее ядре про-

исходит возгорание гелия. Образуется так называемая звезда типа Вольфа–Райе (WR), которая через 130 тыс. лет пережигает весь гелий и взрывается как сверхновая звезда, оставляя сверхкомпактный остаток — нейтронную звезду. Так как взрывается менее массивная звезда, система не разваливается и эволюция продолжается. Нейтронная звезда проходит несколько стадий — от состояния эжектирующей потоки релятивистских частиц быстро вращающейся звезды до медленно вращающейся аккрецирующей звезды. Но более важно, что ее соседка наконец пережигает свой водород и повторяет путь первой звезды, рождая в конце вторую нейтронную звезду: образуется система двух нейтронных звезд, одна из которых, более молодая, проявляет себя как радиопульсар. Такие системы реально сейчас наблюдаются в Галактике. Параметры двойной системы, состоящей из двух нейтронных звезд, полностью контролируются гравитационно-волновым излучением. Примерно через 12 млрд лет гравитационные волны уносят весь орбитальный момент двойной, и звезды сталкиваются, выделяя гигантскую энергию, составляющую несколько десятков процентов энергии покоя звезд.

Знание эволюции тесных двойных позволяет ответить на вопрос о том, соответствует ли наблюдаемая функция LogN-LogS гамма-всплесков гипотезе сливающихся НЗ? Такая задача была решена нами. Прежде всего мы рассчитали эволюцию темпа слияния в некоторой галактике, все звезды которой образовались одновременно в некоторый момент времени. Фактически эта уникальная кривая, полученная с помощью специальной компьютерной программы «Машины Сценариев» описывает так называемые эллиптические галактики, в которых нет существенного звездообразования в настоящую эпоху. Это удастся сделать с хорошей точностью, так как из наблюдений известна доля вещества, сосредоточенная в эллиптических и спиральных галактиках, а у последних звездообразование более-менее стационарно. Полученные кривые приводят к следующим заключениям: во-первых, наблюдаемые данные и гипотеза сливающихся НЗ находятся в хорошем согласии при определенных космологических параметрах (весьма близких к стандартным параметрам нашей Вселенной, найденных независимо по реликтовому излучению и крупномасштабной структуре Вселенной), во-вторых, расчеты показывают, что кривая LogN-LogS должна при переходе к более слабым потокам (пока еще недоступным) неизбежно изогнуться вверх (см. рис. 2). Последнее является отличным тестовым предсказанием, так как во всех других моделях ничего подобного не ожидается. Само же появ-

ление перегиба связано с тем бесспорно установленным фактом, что примерно 15 млрд лет назад в нашей Вселенной шло бурное образование звезд и галактик. Сейчас все более популярной становится иная модель. Но вернемся к наблюдениям.

Все эксперименты в гамма-астрономии до 1997 г. обладали одним решающим недостатком: они не позволяли быстро и точно определять направление на всплеск. Дело в том, что отдельный гамма-детектор дает направление в лучшем случае с точностью до одного углового градуса, так что на небе получается квадрат ошибок с площадью один квадратный градус. Наша Вселенная так велика, что в такой квадрат попадают тысячи далеких галактик и совершенно невозможно определить, с какой из них связан (и связан ли вообще) гамма-всплеск.

Идея же эксперимента ВерроSAX (Верро — дружеское прозвище известного итальянского физика, а SAX — аббревиатура итальянского *Satelite di Astronomia X*, что означает «астрономический рентгеновский спутник») крайне проста и оказалась удивительно плодотворной. Итальянские и голландские ученые создали специализированный спутник, на борту которого одновременно находятся и гамма и рентгеновский телескопы. Как только гамма-телескоп фиксирует всплеск, в его квадрат ошибок направляется рентгеновский телескоп, точность которого в 60 раз выше. Если за гамма-всплеском следует вспышка рентгеновского излучения, то мы получаем координаты всплеска уже с точностью до одной угловой минуты, а в таком квадрате уже может «поработать» мощный оптический телескоп.

Спутник был запущен весной 1996 г., однако доводка его продолжалась более полугода. Хотя гамма-всплески приходят раз в день со всего неба, из-за высокой направленности спутник ВерроSAX ловит их гораздо реже — примерно раз в два месяца. Первые два всплеска дали отрицательный результат: рентгеновские телескопы не обнаружили никакого сигнала, а вот третий, вспыхнувший 28 февраля 1997 г. (GRB 970228), дал удивительный результат. После короткого гамма-всплеска, вспыхнувшего в созвездии Ориона, появилось рентгеновское послесвечение, длившееся около суток! В руках астрономов были координаты таинственного источника с точностью одна угловая минута, и самые мощные телескопы вскоре были направлены в это место. В квадрате ошибок оказалось несколько далеких галактик, красная карликовая звезда, принадлежащая нашей Галактике и один странный оптический звездообразный объект, окруженный туманным пятнышком.

Именно он привлек внимание астрономов, ведь его блеск менялся! И не просто менялся, а с каждым днем монотонно падал, будто он и есть оптическое послесвечение гамма-всплеска. Конечно, это могла быть, например, случайно совпавшая вспышка сверхновой звезды на краю Вселенной. Но, во-первых, кривая падения блеска уж очень не походила на стандартную сверхновую, а во-вторых, вероятность такого совпадения крайне мала! Ведь сейчас астрономы ведут специальную службу открытия далеких сверхновых (например, уже в этом году открыто около полусотни далеких сверхновых), в пересчете на все небо получается 1 млн сверхновых с нужным блеском. Но телескоп-то был наведен не на все небо, а на одну квадратную угловую минуту. Легко подсчитать, что в квадратной минуте вспышки далеких сверхновых происходят раз в 500 лет!

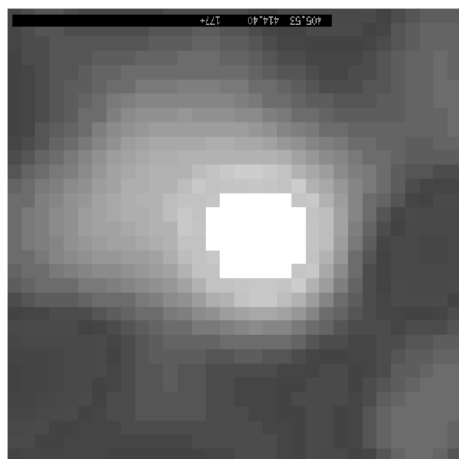


Рис. 4. Фотография февральского гамма-всплеска, снятая с космического телескопа им. Э. Хаббла

Связь с гамма-всплеском несомненна, но удивительна. Практически никто не ожидал, что короткое, длящееся секунды явление в гамма-диапазоне может сопровождаться оптическим послесвечением, продолжающимся, как мы теперь знаем, месяцы!

Что же это за таинственное послесвечение, да еще окруженное туманным пятном? Обычно в таких ситуациях помогает спектральный анализ принимаемого излучения. В нашей расширяющейся Вселенной спектральные линии атомов, излученные в далеких объектах, смещены в красную сторону спектра из-за эффекта Доплера, причем

тем сильнее, чем они дальше. Именно так были измерены расстояния до самых далеких объектов — квазаров. Но спектры оптической вспышки не содержали никаких атомных линий! А туманное пятнышко оказалось слишком слабым, так что определить по спектру, галактика это или нет, не удалось. Не смотря на грандиозный прорыв в проблеме гамма-всплесков, главный вопрос об их удаленности оставался открытым. Нужно было ждать.

В апреле был пойман еще один всплеск, но он не дал ни оптического, ни рентгеновского послесвечения

И вот наконец 8 мая 1997 г. ученые как никогда близко подошли к разгадке бывшей военной тайны. Этот, несомненно исторический гамма-всплеск сопровождался рентгеновским, радио и оптическим послесвечением, в спектре которого были найдены линии, смещенные в красную сторону так, что соответствующее расстояние оказалось сравнимым с радиусом видимой части Вселенной. Гамма-всплески расположены на космологических расстояниях и, следовательно, являются самыми мощными явлениями в нашей Вселенной!

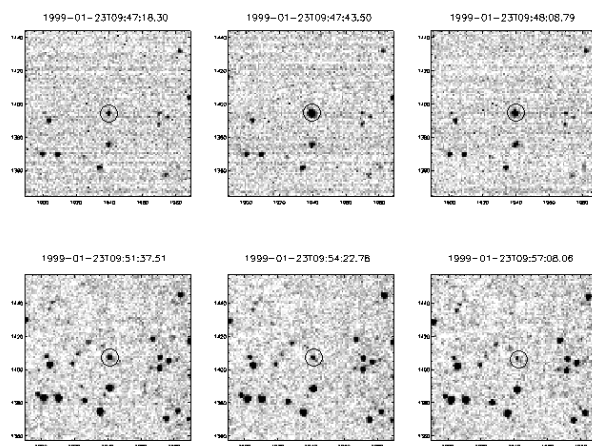


Рис. 5. Первая регистрация собственного оптического излучения гамма-всплеска

Ниже я привожу ту историческую телеграмму, посланную в Международный Астрономический союз:

ROTSE detects simultaneous gamma-ray burst optical counterpart From the International Astronomical Union Circular No. 7100 (26-Jan-1999): «We observed the error box of GRB 990123 provided by the BACODINE Burst Position Notice (dated 23-Jan-99 09:46:59) using the ROTSE-I telephoto camera array located at Los Alamos. The first exposure began at 9h47m18s.30 UT (Jan. 23.407851), or 22.18 s after the nominal burst trigger time. A rapidly fading object was discovered at R.A. = 15h 25m30s.1, Decl. = +44° 46'00" (equinox 2000.0), which is within one-third of a pixel of the optical counterpart reported by Odewahn et al. (IAUC 7094). The lightcurve for this object is relatively complex: the luminosity increases by 3 magnitudes between the first and second exposures. Exposure times and estimated V magnitudes for the first six exposures are as follows: Jan. 23.407851, 5 s, 11.82; 23.408142, 5, 8.95; 23.408435, 5, 10.08; 23.410851, 75, 13.22; 23.412764, 75, 14.00; 23.414677, 75, 14.53. Note that the ROTSE-I detector system uses an unfiltered broadband CCD, so that magnitude estimates are based on comparisons to catalogue values for nearby stars. Sky-patrol images of the same coordinates taken 133 min earlier showed no evidence of the transient to a limit of at least 2 mag deeper. A more extensive analysis of these data will be available in the near future. The discovery images are posted on the ROTSE Web page at: <http://www.umich.edu/~rotse/gifs/grb990123/990123.gif>.»

23 января 1999 г. в $9^h47^m18^s.30$ UT (мирового времени), через 22 с после начала всплеска, ROTSE I обнаружил объект 12-й звездной величины! В максимуме он был ярче 9-й звездной величины! Простите за такое количество восклицательных знаков, но ведь источник этого излучения находится на другом краю Вселенной! Это означает, что абсолютная звездная величина его ярче -30^m . Если бы такой взрыв случился в нашей Галактике на расстоянии тысячи световых лет, ночь превратилась бы в день!

С этого момента стало ясно, что для наблюдения собственного излучения гамма-всплесков необходимо создавать небольшие но полностью автоматизированные телескопы-роботы.

Телескопы-роботы

Создание роботизированных обсерваторий является одной из самых актуальных и быстро развивающихся областей современной астрономии. Особенно незаменимы такие комплексы при поисковых работах, посвященных наблюдению и открытию новых транзиентных

феноменов на небе: гамма-всплесков, вспышек сверхновых и новых звезд, микролинз и более классических явлений типа комет, астероидов и космического мусора. В поисковых работах невозможно предугадать точное направление и время, в которые следует наводить телескоп. В этом смысле особое значение приобретает покрытие всех широт и долгот земли роботизированными комплексами. Очевидно, что создание Мобильной астрономической системы телескопов-роботов в самой большой по долготе стране мира существенно повышает эффективность открытия и наблюдений новых астрономических объектов.

На графике-схеме показаны возможности современной астрономии, и видно, что короткоживущие объекты могут наблюдаться только небольшими телескопами.

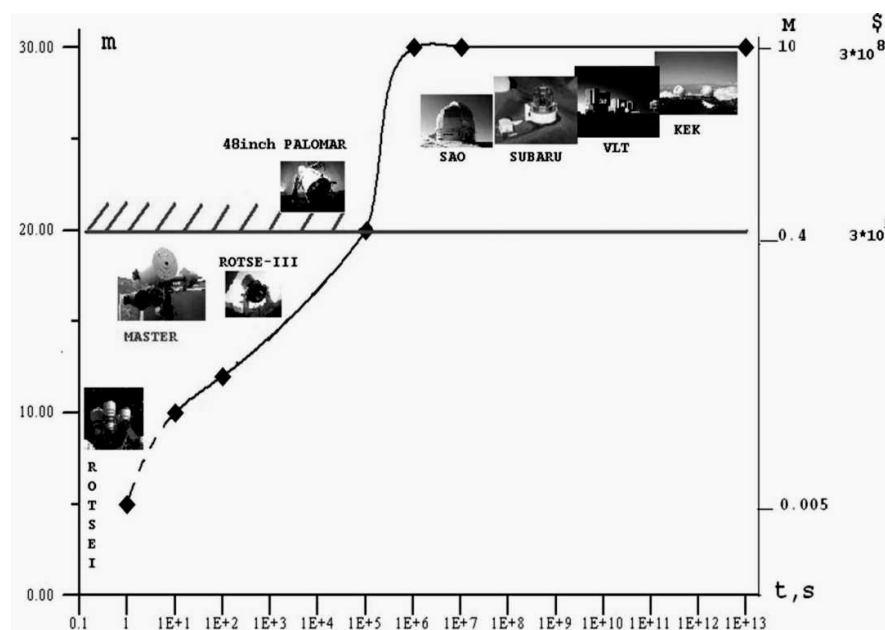


Рис. 6. Зависимость предельной звездной величины (слева по вертикали), диаметра и стоимости телескопа (справа по вертикали) от времени жизни объекта на небе (в секундах)

Система МАСТЕР (<http://observ.pereplet.ru>) располагается в 30 км от Москвы и является первой и пока единственной (телескоп-робот) в России установкой такого типа. Она появилась в связи с необходимостью проведения синхронных и близких по времени к моменту регистрации космических гамма-всплесков наблюдений. Многоцветная синхронная и близкая по времени фотометрия оптического излучения гамма-всплесков в первые минуты после их регистрации предоставляет нам уникальную возможность исследования физических процессов, протекающих в самые начальные этапы самого грандиозного по мощности электромагнитного излучения явления во Вселенной. Следует подчеркнуть, что до сих пор имеется всего лишь несколько наблюдений оптического послесвечения гамма-всплесков в первые десятки секунд, при этом до сих пор не получено ни одной кривой блеска от первых секунд до нескольких часов на одном инструменте и в одной фотометрической системе. Именно форма кривой блеска позволит исследовать динамику расширения релятивистского шара и приблизиться к разгадке природы гамма-всплесков.

Вторая задача, решаемая МАСТЕРОм связана с тем, что в отличие от гамма-излучения оптическое свечение всплеска может быть более изотропным и, следовательно, может регистрироваться гораздо чаще: из общих соображений понятно, что диаграмма направленности в таких разных диапазонах, как оптический и гамма, могут не совпадать, более того, «оптические» электроны должны иметь меньшую энергию и, следовательно, могут быть распределены более изотропно. МАСТЕР позволяет проводить постоянные обзоры неба с целью открытия оптических вспышек, не сопровождающихся гамма-излучением, но обусловленных тем же физическим процессом. В режиме обзорных наблюдений система дает возможность снимать 50 квадратных градусов в час с пределом выше 19^m .

Третья задача, которую решает МАСТЕР, состоит именно в синхронных с гамма-телескопом (напр., НЕТЕ) наблюдениях, благодаря широкопольной камере.

Таким образом МАСТЕР может проводить:

- поиск раннего послесвечения космических гамма-всплесков, наводясь после прихода сигнала с гамма-телескопа,
- синхронные наблюдения области, в которой произошел гамма-всплеск,
- обзоры неба.

Рассмотрим основные принципы работы телескопов-роботов. Роботом-телескопом следует называть такой автоматический инструмент, который осуществляет не только самостоятельное наведение и съемку области неба, но и автоматическую обработку изображений с последующей обратной связью (проверка качества изображения, автоматическое наведение на выявленные объекты).

При обнаружении нового объекта в пределах квадрата ошибок координат гамма-всплеска (область, в которой космическими телескопами был зарегистрирован гамма-всплеск, может быть какой угодно формы, для определенности будем называть ее квадратом ошибок) следует его публикация в циркулярах GCN (http://gcn.gsfc.nasa.gov/gcn3_archive.html). Значительное уменьшение квадрата ошибок позволяет подключать к наблюдениям найденного объекта более крупные телескопы.

Эффективность роботов-телескопов была с блеском продемонстрирована в программах поиска сверхновых звезд, астероидов и комет, а для проведения синхронных или близких по времени к моменту вспышки в гамма-диапазоне наблюдений излучения гамма-всплесков такие системы являются незаменимыми.

Кроме МАСТЕРа сейчас имеется около 20 автоматизированных обсерваторий, направленных на наблюдение гамма-всплесков в оптическом диапазоне, зарегистрированных в центре GCN (http://gcn.gsfc.nasa.gov/gcn_sites.html). Наиболее близким по параметрам к нашему проекту является система ROTSE, установленная не только в Соединенных Штатах, но и в Австралии, Южной Африке и Турции.

Со времени первого наблюдения синхронного оптического излучения гамма-всплеска в 1998 г. (МакКей и др., 1998), ROTSE-III проведено порядка пяти близких к моменту вспышки наблюдений (от 60 до 500 с, см.: Акерлоф и др., 2000). Подчеркнем, что особенностями МАСТЕРа и ROTSE-III является то, что кроме возможности быстрого наведения по пришедшему сигналу по координатам гамма-всплеска эти системы позволяют проводить обзоры всего доступного им полушария небесной сферы в остальное время. Важнейшей особенностью является глубина обзоров, проводимых этими системами: у МАСТЕРа это 19^m при суммарной экспозиции 1.5 мин. Кроме того, как будет описано дальше, МАСТЕР имеет камеру широкого поля зрения, которая позволяет вести именно синхронные с гамма-телескопами наблюдения до 8^m .

Рассмотрим основные параметры и принцип работы системы МАСТЕР. МАСТЕР включает в себя три светосильных телескопа с потенциальным полем зрения до 20 квадратных градусов, установленных на автоматизированной параллактической монтировке немецкого типа со скоростью наведения до 8 градусов в секунду. Главный телескоп МАСТЕРа системы Рихтера–Слефогта (диаметром 355 мм и светосилой $D/F = 1:2.4$) способен получать нефильтрованные изображения до 19-й звездной величины на 6 квадратных градусах при суммарной экспозиции 1.5 мин. Кроме него работают модифицированный Рихтер–Слефогт телескоп (200 мм, $D/F - 1:2.4$) и телескоп системы Флюгге (280 мм, $D/F - 1:2.6$). Все телескопы установлены параллельно друг другу на одной монтировке, что позволяет вести синхронные наблюдения также в фильтрах R и V. Система снабжена ПЗС-камерами AP16E (4090 x 4090 пикс.) и Pictor-416 (700 x 500 пикс.). Кроме этого, имеется видеокамера очень широкого поля зрения (30 x 40 град), на которую 30 октября 2003 г. было снято Полярное сияние (<http://observ.pereplet.ru/indexr.shtml>). На кадрах фильма видна тонкая структура, которую до сих пор не исследовали ни на одной обсерватории мира. Как отмечалось выше, данная камера позволяет системе работать в режиме именно синхронных с космическим гамма-телескопом наблюдений, давая 8-ю звездную величину.

МАСТЕР постоянно подключен к Интернету и держит связь с системой оповещения о регистрируемых гамма-всплесках GCN (<http://gsn.gsfc.nasa.gov/>).

Оптические наблюдения космических гамма-всплесков

С конца 2002 г. начались наблюдения оптического послесвечения гамма-всплесков, сопровождающиеся постоянной программной и аппаратной модернизацией системы. В табл. 1 мы приводим основные результаты этих наблюдений. Отметим, что за истекший период (с декабря 2002 по ноябрь 2004 г.) не было ни одного ночного (локальное ночное время) гамма-всплеска, сопровождающегося оптическим излучением. За исключением гамма-всплеска 29 марта 2003 г. везде мы даем только верхние пределы по звездной величине. Подчеркнем, что это всегда именно первые наблюдения квадрата ошибок гамма-всплеска в мире. В двух случаях имеем быстрое наведение телескопа через 105 с (GRB030601, GCN 2262) и 120 с (GRB030913,

GCN 2394, GCN 2385). Следует подчеркнуть, что основное время задержки определяется временем обработки и передачи информации с космического гамма-телескопа (в данном случае HETE). Время «подъезда» телескопа не превышает 10–15 с. Рекордным по времени оказалось наведение за 85 с по сигналу с HETE (GCN2569).

Научное значение полученных пределов на оптический поток можно оценить следующим образом. На рис. 1 представлены все наблюдения (в фильтре R и нефитрованные) оптического послесвечения гамма-всплесков, опубликованные в GCN (список использованных работ представлен на <http://observ.pereplet.ru/pazh04lit.html>). При этом звездные величины редуцированы в соответствии с потоком в гамма-диапазоне по отношению к всплеску GRB030329:

$$m = m_{obs} + 2.5 \lg(F_{\gamma}/F_{030329}).$$

Пунктирными линиями ограничена область ожидаемого оптического потока. Попадание верхнего предела в эту область делает наблюдение интересным. Если же блеск оказывается меньше нижнего предела, можно говорить о «темном» гамма-всплеске. В эту область попали наши верхние пределы для GRB021219, GRB030414, GRB030416. Первая по времени точка относится к наблюдениям Аке-лофа (1999) в момент всплеска.

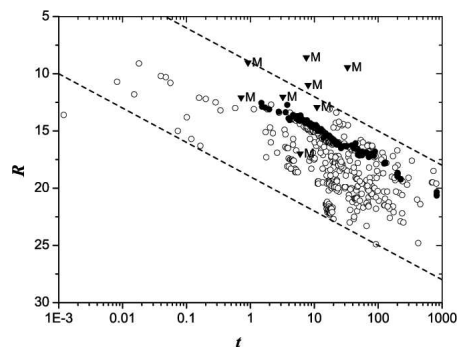


Рис. 7. «Синтетическая» кривая блеска, построенная по всем наблюдавшимся оптическим потокам в белом свете и в красном фильтре. По оси Y отложена звездная величина в R-фильтре, по оси X — время от момента вспышки в часах. Треугольниками показаны оптические пределы полученные МАСТЕРОм. Наклон пунктирных линий соответствует закону падения блеска оптического послесвечения всплеска GRB030329 $t^{-1.2}$. Кругами показаны данные наблюдений по ссылкам, приведенным в приложении

Таблица 1. Наблюдения квадратов ошибок гамма-всплесков

GRB	Номер публикации в циркуляре GCN	Время от регистрации GRB, $t - t_0$	Оптический предел	Комментарии к наблюдениям
GRB041016	GCN 2816	12ч22мин	17m	Камера AP16E
GRB041015	GCN 2810	4ч15мин	21m	AP16E
GRB041006	GCN 2773	4ч30мин	18.4 m	Pictor (upgrade AP16E)
GRB040929	GCN 2755	5ч10мин	16 m	Луна, облака, Pictor
GRB040924	GCN 2738,	5ч21мин	17.5 m	Pictor. Луна
	GCN 2737		18.5 m	
GRB040827	GCN 2676	5.9ч	17 m	Сигнал с INTEGRALa, облака
GRB040825a	GCN 2660	16.8ч	20 m	AP16E, первые наблюдения
GRB040825b	GCN 2659	4с	19.5 m	Первые наблюдения
GRB040624	GCN 2616	11ч52мин	15 m	Первые наблюдения ,облака
GRB040308	GCN 2543	48 ч	21.2 ^m	Нефилтрованный свет
GRB030913	GCN 2394	43 мин	17.5 ^m	Облака (наведение через 120с после прихода алерта
	GCN 2385			Наведение через 105 с
GRB030601	GCN 2262	55 мин	12.0 ^m	Первые 55 мин - облака
GRB030414	GCN 2157	8ч	13.3 ^m – 14.5 ^m	Полная Луна. Первые наблюдения
GRB040308	GCN 2543	48ч	21.2 ^m	Первые наблюдения
GRB030418	GCN 2158	11ч	16.5 ^m	Первые наблюдения
GRB030416	GCN 2154	33ч	15.0 ^m	Полная Луна. Первые наблюдения
GRB030328	GCN 2103	5ч	18.3 ^m	Первые наблюдения
GRB030329	GCN 2091	5.2ч		Первые наблюдения в Европе.
	GCN 2035			Получена кривая падения блеска в R-полосе в течении 8 ч
	GCN 2002			Первые наблюдения первого GRB с INTEGRAL'a, облака
GRB021219	GCN 1770	7.5ч	13.7 ^m	

Наблюдение всплеска GRB030329

29 марта 2003 г. на системе МАСТЕР (Липунов и др., GCN2002, GCN2035) были получены изображения оптического транзиента GRB030329 (Петерсон, Прайс, GCN1985). Отметим, что МАСТЕР первым в Европе начал регистрировать оптическое излучение этого гамма-всплеска (см. табл. 2). Представляем оптическую кривую блеска гамма-всплеска. При ее получении использовались более 200 прямых снимков. Для повышения отношения сигнал/шум (S/N) и уменьшения инструментальных ошибок мы складывали несколько экспозиций, в результате получены 64 точки для кривой блеска. Калибровка по звездным величинам сделана в соответствии со схемой, описанной в GCN2023 (Хенден), при этом использовались 4 звезды. Большие ошибки при определении звездной величины связаны с погодными условиями: первые точки были получены на закате при большой освещенности неба, во время последних экспозиций (последние точки на кривой блеска) на горизонте появились легкие облака (циррусы).

При анализе полученной кривой блеска получаем закон изменения потока за 8,8 ч наблюдений ($t-t_0$, дни от 5.2 до 14.0 ч):

$$F \sim t^{-\alpha}, \alpha = 1.22 \pm 0.03 \quad R_{mag} = 15.8 + 1.2 * 2.5 * \log(age, in days).$$

Кривая блеска приведена на рис. 8.

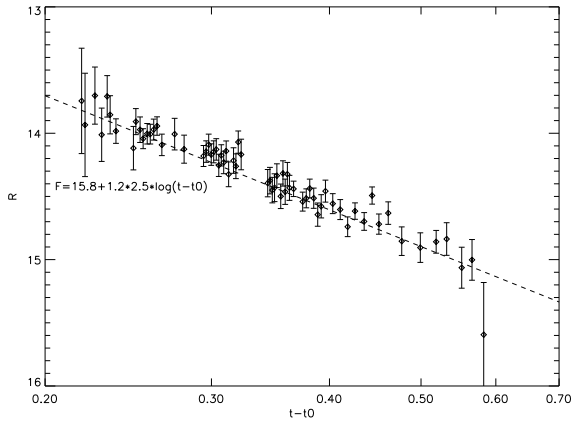


Рис. 8. Кривая блеска GRB030329 в фильтре R, полученная МАСТЕРом. По оси Y отложена звездная величина в R-фильтре, по оси X — время от момента вспышки

Заключение

За период с 2002 по 2005 г. была создана мобильная система телескопов-роботов МАСТЕР, направленная на регистрацию синхронного или близкого по времени оптического излучения космических гамма-всплесков. Системы, обладающие такими свойствами, позволяют не только исследовать самые ранние этапы оптического свечения гамма-всплесков, но и решить целый ряд других фундаментальных задач. В первую очередь это касается поисковых наблюдений вспышек сверхновых звезд и новых типов транзиентных оптических явлений во Вселенной. Попутно могут решаться более классические задачи, такие, как открытие малых планет, комет и наблюдения космического мусора. Введение в строй системы МАСТЕР позволило принять участие в передовых исследованиях мирового уровня. Особенно важно то, что с помощью небольших телескопов мы решаем задачу, которую не способны решить самые крупные телескопы мира, но которые всегда принимают участие в наблюдениях гамма-всплесков через несколько часов после обнаружения его оптического излучения.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 04-02-16411.

А. И. Малышев¹, Л. К. Малышева²

¹ ИГГ УрО РАН

² Астрономическая обсерватория УрГУ

УСЛОВИЯ ЗАРОЖДЕНИЯ И ЭВОЛЮЦИИ ЖИЗНИ НА ПЛАНЕТАХ СОЛНЕЧНОЙ СИСТЕМЫ

Дегазационные процессы имеют огромное значение для планетарной эволюции. Продолжающееся длительное время спустя после планетарной аккреции выделение из глубин планеты легких соединений имеет определяющее значение для формирования планетарной коры и поверхности, для перераспределения вещества планеты, связанных с магматизмом, метаморфизмом и процессами рудообразования. Более того, есть определенные основания считать, что зарождение и последующая эволюция жизни на планетах Солнечной

© А. И. Малышев, Л. К. Малышева, 2005

системы является закономерным следствием планетарных дегазационных процессов. Различия в физико-химических условиях протекания дегазационных процессов на разных планетах находят однозначное соответствие как в различных условиях зарождения на этих планетах примитивной жизни, так и в ориентировке вектора последующей эволюции жизни.

Земля

В земных процессах эволюции газовой фазы глубинных флюидов выделяются три геохимические РТ-области, имеющие важнейшее практическое значение [1]–[3]. Перечислим их в порядке понижения температуры. 1) Область сброса серного конденсата. Эта область имеет большое значение для образования многих рудных месторождений, а в той части, где область примыкает к барьеру водной нейтрализации, происходит формирование эндогенных месторождений собственно самородной серы. 2) Область зон водной отгонки, приводящая к появлению на пути эндогенных флюидов барьера нейтрализации и последующего зарождения волны повышенной кислотности. Эта зона имеет ключевое значение для образования континентальной коры земных материков, а также для формирования гидротермальных, золоторудных и кварцевых месторождений. 3) Область зон сероводородной и углекислотной отгонки, играющая ведущую роль в эндогенном формировании месторождений углеводородного сырья. Для нас последняя зона представляет особый интерес. Рассмотрим ее более подробно.

Для перехода от общего флюидного давления к вероятной глубине будем использовать имеющиеся данные о 5-кратном (в среднем) превышении флюидного давления по сравнению с его литостатическим эквивалентом. Также будем считать, что флюидный поток эволюционирует в недрах Земли, находясь в температурном равновесии с вмещающими породами, т. е. будем учитывать имеющиеся данные о среднем геотермическом градиенте, составляющем 3 градуса на каждые 100 м.

При входе в область зон водной отгонки по линии геотермического градиента флюид сбрасывает в конденсат основную массу содержащейся в нем воды. В точке входа в газообразном виде остается лишь та часть воды, которая обеспечивает 1.4 % общего давления флюидной смеси. Одновременно с образованием водного конденсата начинается его взаимодействие с потенциально кислыми газами. Об-

разующиеся кислоты (соляная, серная) сначала нейтрализуют ранее существовавший щелочной режим, а затем начинают оказывать все более сильное кислотное воздействие на вмещающие породы. В результате протекающих реакций нейтрализации образуются соли кислот, вода, а газовая часть флюида обогащается за счет этих реакций вторичным водородом. При дальнейшем движении в глубь водной отгонки остаточный состав газовой фазы обедняется парами воды, т. е. становится все более сухим. На пути дальнейшей эволюции флюида по линии геотермического градиента находятся несколько важных геохимических барьеров. Наибольшее значение они имеют для газовой составляющей флюида.

Для нас представляет интерес геохимический барьер, связанный с критической температурой сероводорода — 100.4 °С. В область зон сероводородной отгонки движущийся по линии геотермического градиента флюид входит на вероятной глубине 3.2 км. В точке входа остаточное парциальное давление паров воды составляет всего 0.024 % от общего флюидного давления, паров диоксида серы — 0.63 %. Поэтому в составе газовой фазы флюида доминируют двуокись углерода, водород и сероводород. Однако на входе в область зон сероводородной отгонки его содержание в газовой фазе скачкообразно уменьшается до уровня остаточного парциального давления, составляющего 2.06 % от общего флюидного давления, тогда как весь избыток сбрасывается в конденсат с образованием на пути газового потока области зон сероводородной отгонки.

Эта область очень важна не только с теоретической, но и с практической точки зрения, так как при фильтрации двуокиси углерода сквозь сероводородный конденсат происходит образование углеводородного сырья с одновременным образованием воды и самородной серы. Образующиеся в зоне сероводородной отгонки сравнительно тяжелые простейшие углеводороды, начиная с бутана и бутилена, формируют углеводородный конденсат. Так как критические давления этих соединений относительно невелики, то их остаточные парциальные давления имеют очень низкий уровень. Повышенные температура и общее флюидное давление способствуют дальнейшим реакциям полимеризации углеводородов с образованием более тяжелых соединений. Более легкие углеводороды, такие, как метан, этан, этилен, пропан и пропилен, имея более низкие критические температуры, полностью остаются в газообразном состоянии. Фильтруясь

через конденсат более тяжелых углеводородов, они частично поглощаются в ходе реакций полимеризации. Оставшаяся часть продолжает эволюцию в составе газовой фазы флюида.

Однако два последних из вышеперечисленных легких углеводородных соединения — пропан и пропилен — недалеко уходят по трассе эволюции флюида от места их первичного образования в зоне сероводородной отгонки. Пропан достигает своей критической температуры 96.67 °C почти сразу после зоны сероводородной отгонки — на вероятной глубине 3.06 км. Чуть дальше по трассе флюида, на вероятной глубине 2.9 км расположена зона отгонки пропилена, имеющего чуть более низкую критическую температуру.

Последняя чрезвычайно важная зона на пути эволюции остаточных газов эндогенных флюидов расположена на вероятной глубине около 860 м. Здесь достигается критическая температура 30.85 °C для двуокиси углерода. При входе в эту зону остаточные газы эндогенного флюида состоят в основном из двуокиси углерода, водорода и в меньшей степени из легких летучих углеводородов. Уровень давления остаточных паров воды в точке входа флюида в эту зону составляет лишь около 0.004 % от общего флюидного давления, давление остаточных паров двуокиси серы — 0.4 %, сероводорода — 1.9 %. На входе в зону давление паров двуокиси углерода скачкообразно уменьшается до предельно возможного критического уровня, соответствующего в данной точке 6.2 % от общего флюидного давления. Весь избыток двуокиси углерода сбрасывается в конденсат, сквозь который происходит фильтрация водорода, сопровождающаяся образованием воды и углеводородов. Образование углеводородов происходит и при фильтрации сквозь конденсат двуокиси углерода остаточного сероводорода. Но поскольку его содержание в остаточных газах не превышает 2 %, то общее количество образующейся при этом серы сравнительно невелико. Легкие углеводороды, фильтруясь сквозь углеводородный конденсат, частично поглощаются за счет реакций углеводородной полимеризации.

В вышеописанных зонах образования углеводородов конденсируется и поглощается значительная часть остаточных газов эндогенного флюида. В результате динамическая активность флюидной системы резко падает и появляется тенденция накопления углеводородного сырья в благоприятных геологических структурах — нефтяных ловушках. Таким образом, исходя из элементарных молекулярно-химических представлений, мы проследили эволюцию газовой фазы глубинных флюидов в условиях температурного равновесия с вме-

щающими породами и выяснили, что конечным результатом этой эволюции является образование углеводородного сырья, протекающее в зонах естественного углеводородного синтеза, которые можно назвать зонами сероводородной и углекислотной отгонки. В меньшей степени образование углеводородов происходит в промежутке между этими зонами. Сероводородная и углекислотная зоны образования углеводородов отличаются друг от друга температурой (100.4 и 30.85 °C), давлением и соответственно вероятной глубиной залегания (3.2 км и 860 м). В сероводородной зоне происходит образование более тяжелых углеводородов и довольно значительно их заражение самородной серой — побочным продуктом реакций углеводородного синтеза в этой зоне. Какая из этих зон имеет ведущее значение, полностью зависит от того, насколько велика концентрация сероводорода непосредственно перед входом в зону сероводородной отгонки. При содержании сероводорода менее 2 % образование углеводородов происходит исключительно в углекислотной зоне, так как образование сероводородной зоны в этом случае невозможно. При высоких концентрациях сероводорода, напротив, все более значительная часть углекислоты поглощается в сероводородной зоне, тогда как углекислотная зона вырождается и ее значение падает.

В области представлений о происхождении земной нефти до сих пор господствующее положение занимала гипотеза ее органического происхождения, несмотря на большое количество наблюдаемых фактов, резко противоречащих этой точке зрения. В свою очередь, эти факты являлись и являются основой для периодического возрождения вариантов альтернативной точки зрения, связанной с представлениями о глубинном генезисе углеводородного сырья. Однако сколь-либо внятное теоретическое обоснование естественного неорганического происхождения природной нефти до сих пор отсутствовало. Мы это обоснование получили. Тем не менее связь между жизнью и нефтью мы отрицать не только не будем, но и, напротив, постараемся максимально широко ее использовать. Для этого достаточно лишь изменить причинно-следственную полярность связи: не нефть является результатом переработки продуктов жизнедеятельности, а жизнь является результатом процессов самоорганизации в зонах углеводородного синтеза. Действительно, зоны естественного углеводородного синтеза исключительно благоприятны для образования сложных углеводородов и протекания процессов самоорганизации, а следовательно, и для возникновения первичной примитивной жизни на нашей планете.

По существующим представлениям возраст нашей планеты составляет около 5 млрд лет, однако самые древние породы Земли, доступные непосредственному изучению, имеют возраст около 3.8 млрд лет. Поэтому весь более древний этап носит название догеологической стадии. С позиций развития органической жизни на нашей планете последующую геологическую стадию принято разделять на два этапа: криптозой (этап скрытой жизни), соответствующий докембрию, и фанерозой (этап явной жизни), охватывающий палеозой, мезозой и кайнозой, вместе взятые. Переход от этапа скрытой жизни к этапу явной жизни произошел около 570 млн лет назад.

Таким образом, у Природы было не менее 2 млрд лет на эксперименты по созданию в зонах естественного углеводородного синтеза наиболее устойчивых органических соединений, способных к самоорганизации и дальнейшему развитию. Эта точка зрения находит подтверждение в обнаружении наиболее древних микроорганизмов на нашей планете в зонах, окружающих выходы высокотемпературных эндогенных флюидов на дне океана, так называемые «курильщики». Этими микроорганизмами являются термофильные (приспособленные к жизни в условиях высоких температур) бактерии. Источником питающей их энергии является тепло протекающих в окрестностях «курильщиков» химических реакций, а в конечном счете — тепло глубинных флюидов. Поэтому подобные микроорганизмы по источнику питания называются хемотрофными. Вынос этих микроорганизмов флюидными струями из зон естественного углеводородного синтеза на дне океана или с малых глубин под поверхностью материков привел к адаптации их к питанию за счет энергии солнечного света. Другими словами, произошел переход от хемотрофного типа питания к гелиотрофному. Дальнейшая эволюция жизни на Земле привела к существенному разветвлению и усложнению цепей питания, однако в основе их по-прежнему лежит энергия солнечного света. Колонии хемотрофных микроорганизмов имеют ограниченное распространение и сохраняются лишь в условиях термальных выходов, а возможно, и вновь продолжают формироваться здесь же, в условиях зон естественного углеводородного синтеза.

Марс

Сила тяжести на поверхности Марса примерно в 2.6 раза меньше чем на Земле. На поверхность Марса падает вдвое меньше солнечной энергии. Это определяет его более низкие температуры. Среднего-

довые температуры варьируют от $-60\text{ }^{\circ}\text{C}$ на экваторе до $-125\text{ }^{\circ}\text{C}$ на полюсах. Ради определенности, в качестве средней температуры на поверхности Марса примем значение $-90\text{ }^{\circ}\text{C}$. Давление атмосферы на поверхности Марса составляет от 0.005 до 0.01 доли земного.

На поверхности Марса широко распространены вулканические структуры, нередко имеющие весьма внушительные размеры (плато Тарсис или вулкан Олимпус Монс). Это позволяет допустить, что на определенных этапах истории Марса активность его недр была не меньше, чем у современной Земли, а следовательно, позволяет предполагать, что Марс в эти моменты своей истории имел термический градиент, соответствующий современному земному. В этих условиях зоны естественного углеводородного синтеза располагались по периферии наиболее крупных вулканогенных структур. Для сравнения — в условиях Земли наиболее крупные нефтегазоносные бассейны окаймляют либо области некогда высокой тектономагматической активности, либо материковые образования в целом, располагаясь на шельфе последних. Для Марса же плато Тарсис нередко рассматривают не только как планетарную вулканическую структуру, но и как протоматериковое образование.

Более низкие температуры поверхности и сила тяжести Марса приводят к тому, что зоны естественного углеводородного синтеза находились на больших глубинах даже в случае термического градиента, аналогичного современному земному. При этом зона сероводородной отгонки находилась на вероятной глубине около 6.3 км, углеводородной — на глубине около 4 км. Однако если учесть гигантские размеры древних вулканов Марса, достигавшие высот более 20 км, то можно считать, что зоны естественного углеводородного синтеза на Марсе в эти периоды располагались хотя и на глубине, но внутри разреза пород этих вулканических структур.

Большие глубины залегания зон естественного углеводородного синтеза снижают вероятность выноса зарождающихся примитивных хемотрофных микроорганизмов на поверхность планеты. Низкие температуры поверхности Марса резко снижают скорости протекания химических реакций в поверхностных условиях, а следовательно, препятствуют и процессам эволюционной адаптации микроорганизмов в этих условиях. В свою очередь, низкий уровень потока солнечной энергии на поверхность Марса понижает вероятность перехода от хемотрофного типа питания к гелиотрофному.

Последние данные марсоходов Оппортьюнити и Спирит довольно убедительно показывают факт отсутствия в условиях древнего Марса сколь-либо крупных водоемов, по крайней мере в зоне посадки марсоходов. Повсеместно обнаруживаются лишь свидетельства воздействия вулканогенной (флюидно-эманационной) воды, тогда как о признаках бывшего существования озер, морей и океанов речь уже не идет. Однако даже в том случае, если на древнем Марсе океаны все таки существовали, для существования зон углеводородного синтеза непосредственно на их дне из-за более низкой силы тяжести Марса требуется и пропорционально большая мощность перекрывающей водной толщи. Если для Земли выход зон естественного углеводородного синтеза непосредственно на поверхность океанического дна происходит на глубинах от 2 км, то для Марса подобное обнажение зон углеводородообразования могло бы иметь место для марсианских океанов глубиной более 5 км. Отсутствие подобных условий препятствует водному направлению эволюции марсианской жизни.

И наконец, следует отметить общую тенденцию к затуханию активности недр Марса, а следовательно к снижению его температурного градиента. В этих условиях зоны естественного углеводородного синтеза постепенно отступают в глубь планеты. Следовательно, в отличие от земной жизни с ее выходом из зон зарождения и переходом от хемотрофного типа питания к гелиотрофному, для Марса наиболее вероятен иной вектор биологической эволюции: сохранение хемотрофного типа питания и смещение областей существования и эволюции марсианских микроорганизмов в глубины планеты вслед за отступающими в глубины планеты источниками энергии и питания.

Прямое обнаружение подобной марсианской жизни практически невозможно. Даже в том случае, если жизнь на Марсе сейчас располагается на глубинах 6–10 км, бурение на такие глубины — довольно сложная задача даже в земных условиях. Тем не менее эта точка зрения вполне соответствует самой возможности обнаружения примитивных микроорганизмов в марсианских метеоритах, тогда как присутствие подобных микроорганизмов в считающихся марсианскими метеоритах в настоящее время является предметом оживленной научной дискуссии. Следует учитывать, что из-за угасания Марса для его каменных бактерий наиболее вероятен переход в иной ритм времени, несопоставимо более медленный по сравнению с нашим человеческим восприятием. Обнаружив такую жизнь, мы можем даже не понять, что она по-прежнему живая.

Юпитер

Эта планета для нас представляет наибольший интерес, поскольку именно на ней, как это и ни парадоксально, существует вероятность наиболее крупного скопления биомассы в Солнечной системе. Для построения схемы углеводородного синтеза на этой планете воспользуемся данными, полученными в ходе спуска зонда «Галилео» в атмосферу Юпитера. Напомним, что спуск зонда был выполнен 7 декабря 1995 г. Он продолжался 57 мин. За условный нулевой уровень глубин в атмосфере исследователи приняли уровень, на котором давление атмосферы Юпитера достигло 1 атм при температуре 162 К. На 40 км высоте над этим уровнем давление атмосферы Юпитера составляло лишь 0.15 атм при 118 К, на высоте 20 км — 0.4 атм при 129 К. Ниже нулевого уровня на глубине 30 км давление достигло 5 атм при температуре 255 К, на глубине 60 км при температуре 425 К и давлении 23 атм зонд прекратил свое существование.

Область зон естественного углеводородного синтеза для условий Юпитера, если судить по РТ-профилю трассы снижения зонда, располагается в верхней части его атмосферы на глубинах ориентировочно от 30 до 15 км ниже условного нулевого уровня. Любой сколь-либо существенный вынос из нижних слоев атмосферы легких газовых соединений ведет к сбросу в конденсат избыточных количеств сероводорода и углекислоты с одновременным протеканием реакций естественного углеводородного синтеза. Образовавшийся конденсат под воздействием силы тяжести Юпитера начинает осаждаться в более глубокие слои атмосферы. При достижении критических значений температур для углекислоты и сероводорода все количество этих соединений, не прореагировавшее в ходе углеводородного синтеза, будет переведено в газообразную форму, вынесено в верхние слои атмосферы, где вновь будет сброшено в конденсат зон углеводородного синтеза, а затем вновь начнет осаждаться. Этот рециклинговый процесс будет повторяться вновь и вновь до тех пор пока, будут сохраняться сколь-либо существенные количества углекислоты и(или) сероводорода.

Однако и образующиеся углеводородные соединения подвергаются жесткому гравитационно-химическому естественному отбору. Если взять, например, ряд предельных углеводородов, то критическая температура этих соединений резко возрастает с усложнением их структуры: для метана она составляет всего 190.6 К, но уже для этана — 305.45 К, для декана — 619.5 К, а для нонадекана —

760 К. Таким образом, право максимально долго просуществовать в конденсированном состоянии приобретают наиболее сложные углеводородные соединения. Переход в газообразное состояние для этих соединений равносильен смерти: они вовлекаются в круговорот газовых реакций, разрушаются, распадаясь под воздействием высоких температур на более легкие соединения. Последние вновь выносятся в верхние слои атмосферы и оказываются в зонах углеводородного синтеза. И все повторяется снова и снова.

В этих условиях наиболее вероятно развитие процессов самоорганизации в следующих направлениях: во-первых, в направлении образования углеводородных соединений (возможно, с участием других элементов), наиболее приспособленных к быстрому наращиванию молекулярной структуры за счет захвата низкомолекулярных углеводородных соединений из состава окружающей газовой фазы; во-вторых, в направлении развития способностей к изменению молекулярной структуры соединений, появлению регулируемой аэродинамики этих соединений, связанной с переходом от капельной формы конденсатных образований к меняющим свою конфигурацию парящим пленочным образованиям.

В отличие от Земли, где образование примитивной жизни протекало с большим выходом побочного продукта, пассивно складировавшегося в виде запасов углеводородного сырья, на Юпитере образование биоподобных сложно-молекулярных и саморегулирующихся углеводородных соединений — процесс практически безотходный. Следует учесть, что он протекает на предельно высоких скоростях в условиях повышенных температур атмосферы Юпитера. В этих условиях возможно развитие сложных трофических цепей с образованием молекулярных структур-хищников, молекулярных структур-жертв и т. д. Однако базовую основу всех этих трофических цепей должен составлять хемотрофный тип питания.

Если сделанные нами логические выкладки соответствуют действительности и Юпитер в своем облачном слое концентрирует крупнейшее скопление биомассы в пределах Солнечной системы, то по отношению к этой биомассе земная биосфера находится примерно на том же уровне развития, на котором по отношению к ней находятся каменные бактерии Марса. И мы, как и эти бактерии, находимся в другом ритме времени, несопоставимо более медленном по сравнению с юпитерианскими процессами.

Вывод

Вышеприведенных примеров, на наш взгляд, вполне достаточно, чтобы показать, насколько многообразны могут быть процессы самоорганизации и саморазвития в природе даже в том случае, если рассматривать их для вполне конкретного и привычного нам класса природных веществ — углеводородных соединений. С этой точки зрения попытки поиска во Вселенной внеземной жизни и внеземного разума в их современном виде выглядят по-детски наивными. Пристально вглядываясь в окружающий Космос, Человечество на самом деле пытается лишь разглядеть в нем «себя, горячо любимого». В этих условиях следует признать, что Человечество в данный момент не готово к встрече ни с внеземными Формами Жизни, ни с внеземным Разумом. Столкнувшись с ними, в лучшем случае, оно пройдет мимо, в худшем — растопчет или будет растоптано. В этой связи достаточно лишь упомянуть, что КА «Галилео» после многих лет своей успешной работы был в начале 2004 г. сожжен в атмосфере Юпитера. Сделано это было для исключения возможности инфицирования земными микробами мифической жизни на спутнике Юпитера — Европе. Инфицировать этими микробами юпитерианскую биосферу мы почему-то не побоялись.

Список литературы

1. *Малышев А. И.* Сера в магматическом рудообразовании. Екатеринбург: ИГГ УрО РАН, 2004.
2. *Малышев А. И.* Значение фазовых переходов «газ — жидкость» в эндогенном образовании углеводородного сырья // Докл. Академии наук. 2004. Т. 399. №3.
3. *Малышев А. И.* Значение фазовых переходов «газ — жидкость» в эволюции высокотемпературных эндогенных флюидов // Геохимия. 2005. № 4.

ХИМИЧЕСКАЯ ЭВОЛЮЦИЯ ГАЛАКТИКИ ПО СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИМ ИССЛЕДОВАНИЯМ ЗВЕЗД

Образование всех химических элементов, начиная с углерода и более тяжелых, началось после того, как образовались галактики и проэволюционировали звезды первого поколения в них. Каждое новое поколение звезд формировалось из межзвездного вещества, обогащенного продуктами нуклеосинтеза в звездах предшествующих поколений, т. е. с все большим и большим содержанием металлов. Изменение химического состава межзвездного газа Галактики со временем мы называем химической эволюцией Галактики. Восстановить историю нуклеосинтеза в Галактике позволяют маломассивные звезды со временем эволюции, сравнимым с возрастом Галактики. Из всех элементов с $Z \geq 6$ (металлов) наиболее легко наблюдаемый у этого типа звезд — железо, именно поэтому общее содержание металлов, или металличность, обычно характеризуется содержанием железа. В настоящее время наблюдаются звезды в диапазоне металличности, $[\text{Fe}/\text{H}]$ от -5.3 до $+0.5$.

Но $[\text{Fe}/\text{H}]$ — не единственный индикатор химической эволюции. Синтез разных химических элементов связан с разными типами звезд с разным временем эволюции, поэтому их содержания в галактическом веществе изменялись несинхронно. Анализ элементных отношений у звезд разного возраста (разной металличности) дает информацию о доминирующих механизмах нуклеосинтеза в различные эпохи и о временной шкале этих эпох, о других важных параметрах эволюции Галактики, таких как начальная функция масс и скорость звездообразования. В лекции кратко рассматриваются механизмы, астрофизические места и характерные времена синтеза трех групп элементов: элементов α -процесса (O, Mg, Si, ..., Ti), железа и элементов тяжелее железа. Независимым индикатором соотношения вкладов разных процессов в производство химического элемента является его изотопный состав; и в последние годы выполнен очень тонкий анализ для определения содержаний изотопов Li, Mg, Ba, Eu у F, G, K-звезд.

Важным итогом исследований химического состава звезд в последние 8 лет стало осознание того, что элементные отношения не являются однозначной функцией металличности и должны анализироваться с учетом принадлежности звезды к определенному типу галактического населения. В лекции представлены результаты анализа отношений $[O/Fe]$, $[Mg/Fe]$, $[Eu/Ba]$ и др., убедительно свидетельствующие о том, что звездные населения тонкого и толстого дисков Галактики — это отдельные населения, сформировавшиеся в разные эпохи и имеющие различное время активной фазы формирования. Звездное население толстого диска — практически такое же старое, как и население гало, но звезды толстого диска демонстрируют удивительную однородность химического состава, в то время как звезды гало свидетельствуют либо о неэффективном перемешивании межзвездного газа в эпоху его формирования, либо о существовании двух или нескольких компонент гало, имеющих различное происхождение. Недавние исследования химического состава звезд балджа, основанные на спектрах высокого разрешения, привели к удивительным и противоречивым выводам относительно его химической эволюции.

В 1994 г. была обнаружена первая звезда низкой металличности, $[Fe/H] = -3$, с высоким содержанием элементов, синтезируемых в г-процессе. К концу 2004 г. обнаружены еще четыре подобные звезды. Это позволило найти эмпирическое отношение выходов элементов в г-процессе. Из анализа содержаний радиоактивных изотопов тория и урана впервые прямым методом определены возрасты звезд гало и заложено начало новому направлению в астрофизике — ядерной космохронологии. В докладе делается критический анализ спектроскопических наблюдательных данных и их приложения к проблемам химической эволюции Галактики.

ПОПУЛЯЦИОННЫЙ СИНТЕЗ В АСТРОФИЗИКЕ

Введение

В этой лекции мы кратко описываем использование *популяционного синтеза в астрофизике*.

Популяционный синтез — метод прямого моделирования достаточно многочисленных популяций слабо взаимодействующих объектов с нетривиальной эволюцией. Как правило, эволюция каждого объекта прослеживается от момента его образования до текущего (или интересующего нас) момента времени.

В следующих разделах мы покажем необходимость подобного вида моделирования и дадим общее описание метода (разд. «Почему популяционный синтез необходим в астрофизике» и «Общие свойства моделей популяционного синтеза»). Затем мы более детально обсудим популяционные исследования двойных звезд (разд. «Популяционный синтез тесных двойных») и одиночных нейтронных звезд (разд. «Популяционный синтез одиночных нейтронных звезд»). В разделе «Звездные популяции и спектральные исследования» мы приведем примеры другого использования популяционного синтеза: для построения спектров галактик через моделирование их звездных популяций и для моделирования космического рентгеновского фона. В конце обзора приведены некоторые наши выводы.

Поскольку многие вопросы мы только кратко затрагиваем, то всюду даем ссылки на наиболее важные статьи и обзоры.

Перед тем, как начать обзор, нам кажется важным сделать одно замечание по терминологии. Существуют два различных метода, которые часто называют одинаково: *популяционный синтез*.

Один из этих методов имеет очень широкую область применения. В нем эволюция объектов моделируемой популяции прослеживается от их рождения в соответствии с начальными условиями (или от какого-то очень раннего момента времени). Некоторые авторы называют его методом *эволюционного синтеза* (например, [1]). Однако

чаще используется более длинное название — *эволюционный популяционный синтез* (см., например, [2, 3, 4]). Другой метод используется для изучения звездных популяций (см. разд. «Звездные популяции и спектральные исследования»). В работе [1] и ряде других он называется просто *популяционным синтезом*, в ряде других публикаций его определяют как *эмпирический популяционный синтез* (см. [2]). Использование более подробных названий позволяет не смешивать указанные два метода, сохраняя выражение «популяционный синтез» в обоих названиях.

Ниже мы будем говорить о первом методе (за исключением раздела «Звездные популяции и спектральные исследования») и при этом использовать для его обозначения просто выражение *популяционный синтез* (ПС). Надеемся, что это не введет читателя в заблуждение.

Почему популяционный синтез необходим в астрофизике

Необходимость ПС для астрофизики по большей части связана с особенностями астрономии как науки. В ней нельзя провести прямой эксперимент над исследуемым объектом: эксперименты в астрономии заменяются наблюдениями. Практически любое наблюдение астрономического объекта является «мгновенным снимком» объекта с очень длинной эволюционной шкалой времени. Невозможно просто наблюдать за эволюцией отдельной звезды или галактики, эволюционные последовательности для подавляющего большинства объектов можно восстановить только путем моделирования.

Другая особенность астрономии — «мы ищем там, где светлее». Большая часть объектов, которые мы видим на небе (как невооруженным глазом, так и в любой инструмент), являются не типичными представителями своих популяций, а очень пекулярными (пекулярно-яркими объектами). Мы можем попробовать построить теорию, описывающую именно ту малую часть источников определенного типа, которые мы наблюдаем. Но «правильная» теория должна согласовываться и с существованием других, невидимых нам объектов. Таким образом, мы приходим к необходимости изучения популяций объектов, а не только отдельных их представителей (легче всего наблюдаемых).

Важно заметить, что во многих случаях наблюдения индивидуальных объектов невозможны, мы получаем только интегральные характеристики их популяции (в качестве примера можно привести неразрешенные звезды в удаленных галактиках). В этом случае самый прямой способ достичь лучшего понимания свойств популяции — ее моделирование.

Третья особенность астрономии, о которой необходимо сказать, очень высокая стоимость астрономических экспериментов (спутников, сетей телескопов и пр.). Их конструкцию надо корректировать под особенности решаемых задач еще на стадии конструкторской разработки. В частности, при создании нового, более мощного и чувствительного инструмента хорошо бы знать, какие новые, ранее не наблюдавшиеся типы источников они откроют. А это возможно сделать (конечно, частично) только на основе анализа всех имеющихся данных обо всех известных популяциях источников в соответствующем диапазоне.

Двумя основными целями моделирования методом ПС является проверка или определение некоторых параметров изучаемой популяции объектов (например, начальные периоды нейтронных звезд или их начальная функция масс) через сравнение реальных (наблюдаемых) и теоретических (смоделированных) популяций источников. Мы не можем напрямую получить начальные параметры распределений объектов или параметры их эволюции *модельно-независимым образом*. ПС является одним из немногих инструментов, позволяющих изучать неизвестные свойства астрономических объектов путем их моделирования. Если в результате подбора полного набора параметров нам удастся получить модель, хорошо описывающую наблюдения, то мы получаем количественное объяснение происхождения и эволюции исследуемого типа объектов.

Если довести ПС до *абсолюта*, мы получим в компьютере искусственную Вселенную (во всех деталях). И если все свойства реальной и искусственной Вселенной совпадут, это будет означать, что нам удалось построить полную и самосогласованную физическую картину мироздания, которая удовлетворяет теории и всем экспериментам и наблюдениям.

Таким образом первый подход к использованию ПС сводится к *тестированию параметров и объяснению явлений*.

Вторая цель ПС — *предсказание* свойств пока еще не наблюдаемых источников (например, темпа слияния двойных сверхмассивных черных дыр, которые будет регистрировать LISA, или темп слия-

ния двойных нейтронных звезд, которые будет наблюдать LIGO). В этом случае неопределенность предсказаний в основном определяется неопределенностью входных параметров LIGO). In that case uncertainties of a prediction are mainly determined by uncertainties of the input parameters.

«The reliability of a population synthesis is as good as the input assumptions» [5].

Конечно, последующее сравнение предсказаний ПС с новыми наблюдениями будет служить проверкой заложенных в ПС предположений и, возможно, потребует их изменения.

Теперь мы обсудим некоторые базовые свойства ПС, которые могут быть применены в различных случаях при моделировании.

Общие свойства моделей популяционного синтеза

Метод ПС в том виде, как он используется в астрофизике, не имеет прямых аналогий в других естественных науках. Например, большинство объектов в физике (элементарные частицы, атомы, молекулы и т. д.) гораздо более простые, чем астрономические объекты, и обладают гораздо более простой эволюцией. С другой стороны, поведение живых существ гораздо более сложно, и здесь неизбежно приходится учитывать взаимодействие между различными особями и видами.

Обращаем ваше внимание, что все части определения ПС, приведенного во введении, одинаково важны.

i) Рассматриваемая популяция не может быть слишком мала. В противном случае статистические флуктуации будут превалировать в результатах расчетов. Если же расчеты проведены для большого числа объектов, то сравнение с малой реальной популяцией будет малоинформативным. Аналогичная проблема возникает и в случае большой популяции, когда в определенном интервале интегральных параметров системы доминируют всего несколько редких объектов. Например, несколько редких звезд с очень высокой светимостью (или даже одна звезда) могут определять интегральные цвета скопления (см. работы [6, 7], в которых содержится обсуждение некоторых ограничений применения ПС).

ii) Эволюция отдельного объекта не должна быть слишком простой или, наоборот, слишком сложной. В первом случае ПС сам по себе становится не нужным, вместо него могут быть использованы ана-

литические или полуаналитические методы (заметим, что в ранних работах по ПС одиночных и двойных звезд в рамках очень простых моделей применялись именно аналитические вычисления). Если же эволюционный трек слишком сложен, то его очень трудно запрограммировать в компьютере; кроме того, число возможных различных состояний может оказаться слишком большим, возможно, превышающим число объектов в изучаемой реальной популяции.

iii) Объекты не должны существенно взаимодействовать друг с другом, иначе невозможно будет построить индивидуальный эволюционный трек. Однако взаимодействия объектов в рамках ПС не являются абсолютно запрещенными, так как звезды в шаровых скоплениях могут взаимодействовать друг с другом, образуя и разрушая двойные системы.

С общепризнанной точки зрения расчеты по методу ПС можно разделить на две стадии:

- построение модельной популяции объектов,
- расчет интересующих нас величин (или распределений) на основе этой популяции.

Интересующими нас величинами могут быть: количество источников определенного типа или с определенными параметрами, средние или экстремальные значения параметров объектов или статистические моменты этих параметров, коэффициенты корреляции между парами параметров, распределения параметров объектов (одно- или многомерные, в дифференциальной или кумулятивной форме) и т. д.

Если сама популяция источников не является целью моделирования, то она может строиться неявным образом. В этом случае задача вычисления интересующих нас параметров (или построения распределений) сводится к вычислению ряда многомерных интегралов от сложной функции, выражаемой через сценарий эволюции объектов. Для вычисления данных интегралов могут использоваться регулярные многомерные сетки или метод Монте-Карло. Каждый из этих методов имеет свои достоинства и свои недостатки.

Способ интегрирования (классический сеточный или Монте-Карло) определяет метод задания начальных параметров индивидуальных объектов для метода ПС. Выбранный интервал (область) начальных параметров должен перекрывать весь интересующий нас регион начальных условий для моделируемой системы. Причем это покрытие должно быть достаточно равномерным. Если вычисление интегралов ведется классическим образом, тогда вы-

бранная область покрывается (квази)прямоугольной сеткой, не обязательно равномерной. В методе Монте-Карло начальные условия выбираются случайным образом со статистическими весами, пропорциональными реальной вероятности их реализации. Только второй метод (Монте-Карло) позволяет построить реалистичную модельную популяцию объектов изучаемого типа.

Популяционный синтез тесных двойных

Из-за недостатка места данный раздел пришлось опустить. Полную версию данной лекции вы сможете найти в Интернете по адресу: <http://www.astronet.ru/db/msg/1201862>. Английская версия данного обзора опубликована в виде электронного препринта astro-ph/0411792.

Популяционный синтез одинокых нейтронных звезд

В этом разделе мы обсуждаем ПС одинокых нейтронных звезд. Русскоязычные читатели могут получить много дополнительной информации из обзора [11] (обзор доступен в сети по адресу <http://xray.sai.msu.ru/~polar/html/kniga.html>). Основное внимание мы уделим следующим трем типам исследований: исследованиям радиопульсаров, моделированию эволюции старых нейтронных звезд и исследованию близких к нам остывающих (горячих) нейтронных звезд. Для первых двух направлений исследований основными ингредиентами являются начальные периоды, скорости и распределения по магнитным полям совместно с эволюцией всех этих величин. В дополнение к ним может потребоваться такой параметр, как угол между магнитным моментом и осью вращения. При ПС остывающих нейтронных звезд используются совершенно другие ингредиенты. Период вращения и магнитное поле слабо влияют на охлаждение нейтронной звезды, в отличие от ее массы.

Радиопульсары

Радиопульсары — наиболее изученная и самая многочисленная из наблюдаемых популяций одинокых нейтронных звезд. Поэтому для читателя не станет большим сюрпризом тот факт, что именно для этой популяции объектов было проведено много исследований

методом ПС. Очень важной особенностью этих исследований является необходимость моделирования *детектируемости* радиопульсаров, т. е. необходимо не просто синтезировать выборку радиопульсаров, но и имитировать процесс проведения их радиообзора с достаточной реалистичностью, чтобы потом можно было сравнивать модельные параметры с наблюдениями.

Можно назвать три разные цели применения ПС к радиопульсарам. Во-первых, это определение начальных параметров нейтронных звезд (периодов, скоростей, магнитных полей). Во-вторых, оценка некоторых параметров их эволюции (например, характерное время затухания магнитного поля). И, наконец, третья задача — предсказание свойств ненаблюдаемых популяций пульсаров (с сильным магнитным полем, пульсаров излучающих в гамма-диапазоне и т. д.) на основе известных начальных параметров и законов эволюции.

Один из ключевых вопросов теории эволюции пульсаров таков: *затухает ли магнитное поле у нейтронных звезд?* Бхаттачария, Хартман, Вербунт и Вайерс посвятили ответу на этот вопрос серию статей (см. [5] и ссылки в ней на более ранние публикации). Они использовали метод Монте-Карло для моделирования распределения пульсаров на плоскости $P - \dot{P}$. Одновременно рассчитывались распределение нейтронных звезд по пространственным скоростям, их пространственное распределение и мера дисперсии. Вербунт и др. предполагали, что нейтронные звезды имеют такое же распределение по магнитным полям, что и наблюдаемые радиопульсары: гауссово в логарифмической шкале. Они также принимали во внимание детектируемость каждого из моделируемых источников. Авторы пришли к заключению, что лучше всего описывает наблюдения модель с затуханием магнитного поля в характерной шкале $\sim 10^8$ лет, в которой существенная доля нейтронных звезд рождается со скоростями ниже $200 \text{ км}\cdot\text{с}^{-1}$.

Авторы использовали несколько гипотез о начальных условиях и законах эволюции, которые можно подвергнуть критике. Так, оба распределения нейтронных звезд по пространственным скоростям были одномодовыми. Сегодня гораздо более популярным считается бимодальное распределение по этому параметру. Кроме того, современные наблюдения указывают, что число высокоскоростных пульсаров гораздо больше, чем следовало из распределения, использованного Вербунтом и др. Распределение по магнитным полям, использованное в данной работе, принципиально не допускает существования

магнитаров. И наконец, в работе Вербунта и др. не рассматривалась роль наклона магнитного ротатора χ (угла между магнитным моментом и осью вращения) и его эволюции.

Более новая версия ПС пульсаров была выполнена Regimbau и de Freitas Pacheco [12]. Они включили в свою модель эволюцию наклона ротатора χ и обсуждали возможность появления магнитаров. Сравнение их результатов с работой Бхаттачария и др. показывает, как изменение параметров модели ПС сказывается на его результатах. Regimbau и de Freitas Pacheco добились согласия модели и наблюдений без введения затухания магнитного поля, но при наличии эволюции (возрастания) угла χ со временем. Другой важный вывод работы [12] связан с магнитарами. Авторы пришли к заключению, что примерно 23 % нейтронных звезд имеют поля $B > 10^{14}$ Гс. В их работе не предполагалась бимодальность распределения по магнитным полям, магнитары появлялись естественным образом — как хвост распределения обычных радиопульсаров в сторону наиболее сильных полей.

Другая часть исследований радиопульсаров связана с моделированием их гамма-наблюдений. В работе Gonthier et al. [13] проведен ПС процесса детектирования активных радиопульсаров в жестком диапазоне. Подобное исследование стало актуально в преддверии запуска таких космических аппаратов, как AGILE и GLAST. Gonthier et al. ввели в свою модель ряд новых важных параметров для описания геометрии потоков радио- и гамма-излучения.

Неожиданный результат, полученный в этой работе, — короткое время затухания магнитного поля (в шкале порядка 2.8 млн лет). Предсказания для обсерваторий AGILE и GLAST очень оптимистичны. Gonthier et al. предсказывают, что GLAST сможет зарегистрировать до 600 нейтронных звезд в гамма-лучах.

Бескин и Елисеева [14] исследовали возможность наблюдения погасших радиопульсаров как гамма-источников. Данная работа не использует методы ПС, но вносит существенный вклад в популяционные модели. Авторы (аналитическими методами) построили распределение «мертвых» (не активных) пульсаров для двух моделей эволюции угла χ между осью вращения и магнитной осью. Насколько нам известно, детальный ПС погасших радиопульсаров с учетом эволюции χ еще никем не проводился. Подобное моделирование может оказать очень важным, так как оно может изменить наши представления о состоянии старых нейтронных звезд, которые будут обсуждаться в следующем разделе.

Подсчеты нейтронных звезд и одиночные аккреторы

С начала 70-х гг. разные авторы обсуждали возможность наблюдения одиночных аккрецирующих нейтронных звезд. В последние годы их предсказания изменились от очень оптимистичных (почти все старые нейтронные звезды являются аккреторами; рентгеновский спутник класса ROSAT должен обнаружить тысячи подобных объектов) до очень пессимистичных (на стадии аккреции находится только малая доля старых одиночных нейтронных звезд; большинство аккректоров — очень слабые источники). В 90-х гг. Монте-Карло-симуляции популяций нейтронных звезд выполнялись несколькими группами. Мы приводим ссылки на две наиболее показательные, на наш взгляд, публикации Blaes и Rajagopal [15] и Manning et al. [16].

В первой работе [15] приведено обсуждение природы гамма-всплесков*. Целью ПС в этой работе было построение распределения масс вещества, набранных одиночными нейтронными звездами в результате аккреции. Основные компоненты данной модели: начальное пространственное распределение нейтронных звезд, их начальные пространственные скорости, гравитационный потенциал Галактики, распределение межзвездной среды, тип аккреции. Blaes и Rajagopal, как и многие другие авторы, до середины 90-х, предполагали, что все нейтронные звезды относительно быстро переходят на стадию аккреции. Это предположение — главная ошибка моделей того периода, поскольку эволюция нейтронных звезд полностью игнорировалась. Из-за такого подхода все исследователи получали большое количество аккрецирующих одиночных нейтронных звезд.

Здесь мы должны сделать одно очень важное пояснение, касающееся эволюции одиночных нейтронных звезд. До 1994 г. общепринятым было распределение пространственных скоростей нейтронных звезд, предсказывавшее большое количество объектов с низкими скоростями. После появления работы Лайна и Лоримера [17] стало ясно, что большая часть нейтронных звезд (или по крайней мере радиопульсаров), наоборот, являются высокоскоростными объектами. Наиболее популярное сегодня распределение пространственных скоростей [18] имеет бимодальный вид, более половины звезд имеет скорость выше $500\text{--}600\text{ км}\cdot\text{с}^{-1}$. Часто различные авторы предпола-

*На тот период одной из популярных моделей этого явления был термоядерный взрыв на поверхности нейтронной звезды в короне Галактики

гают, что очень малое число открытых одиночных аккректоров** может быть объяснено их низкими светимостями из-за высоких пространственных скоростей нейтронных звезд (согласно формуле Бонди темп аккреции на объект обратно пропорционален кубу его пространственной скорости). Другими словами, можно сказать, что на самом деле аккректоров много, но их светимости столь низки, что с помощью современных приборов мы не можем их зарегистрировать. Однако это не так! Нейтронные звезды со столь высокими пространственными скоростями никогда не достигают состояния аккреции (они попадают на стадию георотатора, см. ниже). Таким образом, число одиночных аккректоров в основном определяется долей медленных нейтронных звезд.

Manning et al. [16] обсуждали длительность стадий, предшествующих наступлению аккреции. Их подход является промежуточным. С одной стороны, они не использовали новое (согласно Лайну и Лоримеру) распределение по пространственным скоростям. Из-за этого заметная доля нейтронных звезд достигает стадии аккреции за время жизни Галактики. С другой стороны, в этой работе была учтена эволюция нейтронных звезд до наступления аккреции, что делает данное исследование существенно более полным, чем большинство остальных моделей вплоть до конца 90-х.

Попытка проведения глобального ПС одиночных нейтронных звезд была предпринята в [19]. Эта «*перепись*» нейтронных звезд была проведена для определения долей популяции нейтронных звезд, находящихся на каждой из четырех основных эволюционных стадий: *эжектора, пропеллера, аккректора и георотатора* (описание данных стадий см. в [8]). С современной точки зрения это исследование имеет несколько недостатков. Авторы использовали очень простые распределения по начальным периодам и магнитным полям, а также одномодовое распределение по скоростям. Для стадий пропеллера и георотатора использовались упрощенные описания, а эволюция угла наклона ротатора χ просто не учитывалась. Несмотря на это, по нашему мнению, основные свойства реального распределения нейтронных звезд в ней описаны корректно. Для стандартного распределения магнитных полей без затухания нейтронные звезды большую часть своей жизни проводят как эжекторы (или как георотаторы для высоких скоростей). При наличии затухания поля наиболее многочисленными могут стать нейтронные звезды на стадии пропеллера.

** На сегодня нет ни одного источника про который с уверенностью можно сказать, что это одиночная аккрецирующая нейтронная звезда.

В работе [19] показано, что при разумном распределении скоростей более 90 % одиночных нейтронных звезд никогда не уходят со стадии эжекции, доли пропеллеров и георотаторов малы. Однако мы уже отмечали, что в этой работе стадия георотатора была описана слишком упрощенным способом. При правильном описании большая часть высокоскоростных эжекторов на самом деле оказались бы георотаторами. Не принималась во внимание также стадия дозвукового пропеллера (см. [20], в том числе ссылки).

Более детальное исследование свойств аккрецирующих одиночных нейтронных звезд проведено в работе [21]. Авторы построили $\log N - \log S$ распределение для аккректоров. В ней показано, что на низких потоках (ниже $10^{-13} - 10^{-14}$ эрг·с⁻¹) аккреторы становятся более многочисленными, чем молодые остывающие нейтронные звезды (этот тип источников более подробно описан в следующем разделе). В этой же работе были получены распределения одиночных аккректоров по скоростям, температурам и темпам аккреции.

В заключение мы еще раз хотим отметить, что ПС старых одиночных нейтронных звезд прошел долгий путь. Многие элементы их эволюционного сценария были существенно улучшены. И тем не менее многие детали магниторотационной эволюции нейтронных звезд остаются неясными (эволюция угла χ , свойства стадии пропеллера, темп и эффективность аккреции и т. д.). Следовательно, в будущем неизбежно появятся еще более подробные исследования этих объектов методом ПС.

Ближние молодые нейтронные звезды

Другое направление исследования популяций нейтронных звезд — близкие остывающие молодые нейтронные звезды. Сегодня благодаря спутнику ROSAT мы знаем более десяти горячих нейтронных звезд различной природы в солнечной окрестности (см. их список в [22]). Среди них присутствуют четыре нормальных радиопульсара, Геминга и еще один похожий на нее источник и семь радиотихих нейтронных звезд (так называемая «великолепная семерка»). Конечно, этот список неполон: в окрестности Солнца должно быть больше нейтронных звезд, однако в плоскости Галактики отождествить подобные источники очень тяжело. Данный список источников можно считать однородным, поскольку все они были зарегистрированы на одном инструменте, и при этом существуют ограничения на их удаление от Солнца (за счет сильного поглощения рентгена межзвезд-

ной средой). Это очень полезное при проведении ПС свойство, поскольку данные источники будут одинаково подвержены эффектам селекции, связанным непосредственно с процессом их детектирования (о возможных корреляциях между различными параметрами нейтронных звезд см. ниже). Цель подобного исследования может быть двоякой: понять природу наблюдаемой группы источников и проверить, можно ли объяснить их наблюдаемые свойства с помощью теоретических кривых охлаждения. Первый вопрос исследовался в [22, 23], последний — в [25].

Для ПС данной группы источников необходимо задать следующие соотношения:

- начальное пространственное распределение нейтронных звезд (или породивших их массивных звезд);
- распределение пространственных скоростей;
- спектр масс нейтронных звезд;
- кривые охлаждения;
- излучаемые спектры нейтронных звезд;
- свойства межзвездной среды (для учета поглощения).

Некоторые из этих соотношений известны достаточно хорошо, поскольку они исследовались независимо, в связи с другими проблемами (например, распределение пространственных скоростей или структура локальной межзвездной среды), остальные — гораздо хуже.

В [22] было показано, что локальная популяция горячих нейтронных звезд, от которых зафиксировано тепловое излучение, генетически связана с поясом Гулда. Это локальная структура выделяющаяся повышенным числом массивных звезд (и соответственно молодых компактных объектов) в Солнечной окрестности (см., например, [24]).

В [25] предложено использовать распределение $\log N - \log S$ как дополнительный независимый тест тепловой эволюции нейтронных звезд. Действительно, если считать, что все соотношения, используемые при ПС, кроме кривых охлаждения, хорошо известны, то результаты ПС можно использовать для проверки оставшегося соотношения.

Сегодня используется только один способ сравнения теоретического описания тепловой эволюции нейтронных звезд с наблюдениями: так называемая $T-t$ диаграмма (температура–возраст). Этот, самый естественный тест имеет ряд недостатков:

- существуют неопределенности в температурах и возрастах индивидуальных источников, так как оба параметра не наблюдаются непосредственно;
- тест имеет малую чувствительность для объектов с возрастaми выше 100 тыс. лет;
- тест использует неоднородный набор источников (объекты разной природы).

Соотношение $\log N - \log S$ удачно дополняет $T-t$ тест.

- Используются только непосредственно наблюдаемые величины (т. е. меньше неопределенность данных).
- Для данного теста наблюдаемый набор источников является однородным (все объекты входят в синтезируемую популяцию нейтронных звезд).
- Тест наиболее чувствителен как раз к звездам с возрастaми большими нескольких сотен тысяч лет.

С другой стороны, он обладает и собственными недостатками (подробнее см. [25]).

Предварительные результаты показывают, что $\log N - \log S$ хорошо дополняет стандартный $T-t$ тест (т. е. данные тесты надо использовать совместно, использование только $\log N - \log S$ теста гораздо менее информативно). Это хороший пример того, как астрофизический ПС может быть использован для исследования свойств вещества в экстремальных условиях.

Нерешенные проблемы

К сожалению, многие составные части описанных выше моделей ПС известны не слишком хорошо.

По нашему мнению, основные трудности ПС радиопульсаров связаны с тем, что мы недостаточно понимаем механизмы излучения энергии у этих объектов в разных диапазонах. Из-за этого очень трудно выделить в моделях критические параметры и получить результаты, пригодные для прямого сравнения с наблюдениями.

Многие авторы получали совершенно разные результаты при одинаковых параметрах своих моделей, но при разном описании механизмов излучения. Как правило, такими параметрами были начальные периоды и распределение по магнитным полям, которые известны не слишком хорошо. Эволюция (затухание) магнитных полей и угла между магнитной осью и осью вращения также известны плохо.

ПС старых нейтронных звезд больше всего страдает от отсутствия наблюдательных данных. Сегодня достоверно не известна ни одна старая нейтронная звезда не являющаяся миллисекундным пульсаром. Надежда найти какой-либо способ обнаружения одиночных нейтронных звезд на стадии пропеллера или георотатора также очень мала. К теоретическим неопределенностям, описанным в предыдущих разделах, необходимо добавить проблемы с описанием стадии пропеллера. Также плохо известна эффективность аккреции на нейтронную звезду (по сравнению с формулой Бонди, которую можно считать теоретическим верхним пределом, см. [26]).

На расчеты остывающих молодых нейтронных звезд влияют неопределенности в спектре масс этих объектов, в кривых блеска и в их излучательных свойствах (спектрах и излучательной способности поверхности).

Другие примеры популяционного синтеза

Звездные популяции и спектральные исследования

История ПС звездных популяций началась в начале 70-х гг. (ранние ссылки и краткое историческое введение см. в [4]).

Исторически *эмпирический популяционный синтез* появился раньше *эволюционного*. Сегодня оба этих метода активно используются. Больше сведений об *эволюционном популяционном синтезе* вы сможете получить в работе [4] и приведенных в ней ссылках. *Эмпирический популяционный синтез* подробно описан в [2]. Оба метода обсуждаются в [1].

Создание обоих методов было вызвано потребностями решения одной и той же задачи: вывести свойства звездного населения (возраст, химсостав и пр.) на основе интегрального спектра галактики (обратная задача, получение спектра галактики на основе ее звездных популяций, также возможна). *Эмпирический популяционный синтез* основывается на *разложении* спектра галактики на известные спектры различных звездных популяций. Решение этой задачи — нахождение линейной комбинации звездных спектров, которые лучше всего описывают интегральный спектр галактики (очень часто при такой аппроксимации используются сведения об эквивалентных ширинах спектральных линий). Главной проблемой данного метода является вырождение разложения, приводящее к появлению свободных параметров и неуникальности разложений. Например, из-

менение металличности изменяет спектр звездной популяции таким же образом, как и изменение ее возраста: увеличение металличности и увеличение возраста делают спектр популяции более красным (обсуждение этого вопроса см. в [27]).

Для *эволюционного* ПС необходимы следующие составные части:

- начальная функция масс;
- темп или история звездообразования;
- начальный химсостав и темп химического обогащения среды.

Основные проблемы здесь связаны с недостаточным пониманием стадий звездной эволюции (в первую очередь стадий после главной последовательности) [3]. Также присутствует вырождение зависимости от начальной функции масс: например, изменение доли массивных звезд дает такой же спектральный эффект, как и изменение возраста популяции в целом (эта проблема возникает при определении возраста звездных популяций со вспышками звездообразования, см. обсуждение в [28]).

Оба метода используют одинаковую входную информацию. В случае *эволюционного* ПС это спектры звезд в зависимости от химического состава, поверхностной силы тяжести и эффективной температуры. Для *эмпирического* ПС входные данные содержат спектры типичных звездных популяций, например интегральный спектр группы звезд с одинаковыми возрастами и начальным химическим составом. Комбинируя спектры групп с разными возрастами, в этом методе пытаются аппроксимировать наблюдаемый спектр галактики.

Долгое время ПС нормальных звезд проводился без учета наличия в них двойных систем. Только в конце 90-х некоторые группы авторов начали включать двойные в свои модели (см. [29], в том числе ссылки). Последние результаты, касающиеся данного вопроса, читатель найдет в работе [30] и обзоре [31].

Все авторы, исследовавшие влияние двойных систем на интегральный спектр в оптическом диапазоне, пришли к выводу, что эта роль очень велика. Например, маломассивные звезды Вольфа-Райе (гелиевые звезды) могут образовываться только в двойных системах (массивные Вольф-Райе звезды могут возникать и из самых массивных одиночных звезд при наличии предельно сильного звездного ветра).

Другая специфическая проблема связана с галактиками с высоким темпом звездообразования [32]. Моделирование недавних вспышек звездообразования является сложной проблемой по следующим причинам:

- сложность расчета интегральных спектров из-за наличия большого числа массивных звезд;
- звезды во вспышке не рождаются одновременно, и эта неопределенность переносится в возрасты звезд;
- неоднородность межзвездной среды и наличие в ней пыли.

Детальное исследование определения возрастов молодых вспышек звездообразования приведено в [28]. Используемая в данной работе модель состоит из одиночной звездной популяции, дополненной несколькими вспышками звездообразования. Для определения возрастов отдельных вспышек используются ширины спектральных линий (или других особенностей). Например, для выделения самых молодых вспышек звездообразования (~ 4 млн лет) используются небулярные эмиссионные линии и ультрафиолетовые линии, связанные со звездным ветром.

Примеры определения возрастов звездных популяций старых систем и ссылки на более ранние работы читатель найдет в [27]. В ней авторы применили модель единой звездной популяции к галактике M32 (спутнику Туманности Андромеды) и получили согласие с наблюдениями при ее возрасте, равном ~ 6.5 млрд лет и солнечном химсоставе.

В работе [33] эволюционный ПС был использован для получения такой важной характеристики галактики, как отношение массы к светимости (M/L). Эта величина широко используется при оценке массы галактики по ее светимости в некотором диапазоне.

Активные галактические ядра и рентгеновский фон

Наблюдения ROSAT и в особенности Chandra показали, что более 60 % рентгеновского фона (до 90 % в мягком рентгене) может быть разрешено на отдельные источники, т. е. за это излучение отвечают точечные источники. Оптическая идентификация разрешенных источников указывает на то, что большая часть подобных объектов являются активными ядрами (АЯГ), а остальные объясняются скоплениями галактик и отдельными звездами.

Данные наблюдений породили интерес к ПС активных ядер. Первые исследования рентгеновского фона с помощью ПС были мотивированы так называемой единой моделью активных ядер (в работах [34, 35] приведены примеры подобных ПС расчетов и ссылки на более ранние публикации). В этой модели все проявления активности АЯГ объясняются аккрецией на центральную сверхмассивную черную дыру (описание единой модели АЯГ см. в [36]). Разные типы АЯГ появляются из-за различия в массах центральных черных дыр, свойств аккрецируемого вещества и в особенности из-за образования тора вокруг черной дыры. Позднее ПС модели стали более феноменологическими, учитывающими большую часть наблюдательного материала (см., например, [37, 38, 39]).

Основные компоненты ПС АЯГ следующие:

- относительная доля ядер закрытых и незакрытых торами;
- функция светимости АЯГ;
- спектральное распределение энергии;
- эволюция всех этих параметров (если она есть).

Обычно эти модели более близки к *популяционному синтезу* в определении Fritze – v. Alvensleben [1], чем сценарии, описанные в разд. 4 и 5 (которые у них называются *эволюционным синтезом*). При исследовании рентгеновского фона авторы не следили за эволюцией АЯГ от какого-то раннего начального состояния (например, с момента появления черной дыры в центре галактики или еще раньше, от начала процесса иерархического сгущивания галактик). В большинстве работ фон описывался суммой вкладов поглощенных (типа 1) и неабсорбированных (типа 2) АЯГ. Спектры АЯГ типа 2 можно построить на основе спектра типа 1, введя некоторый уровень поглощения. Это основной вклад единой модели в сценарий ПС. В ранних моделях для отношения числа объектов 1-го и 2-го типов брались предсказания единой модели, теперь для этого чаще используются наблюдательные данные.

Сегодня подобные модели более или менее успешно объясняют основные свойства рентгеновского фона. Несмотря на это, необходимо сделать входные параметры данных моделей менее феноменологическими, связав ПС с расчетами более ранних стадий эволюции галактик (слияние протогалактик, перемещение черной дыры в ее ядро и т. д.), являющихся для ПС начальными условиями. Также необходимо учесть вклад в рентгеновский фон вспышек звездообразования (см. [39]).

Заключение

В этой лекции мы кратко описали основные применения *популяционного синтеза* в астрофизике. Спектр этих приложений очень широк: от нормальных звезд до компактных остатков, от интегральных спектров галактик до рентгеновского фона. Основное внимание мы уделили ПС одиночных и двойных нейтронных звезд и черных дыр, поскольку эти вопросы близки к области наших персональных интересов.

Популяционный синтез как метод теоретического (численного) исследования является типичным инструментом астрофизика, поскольку очень часто встречаются ситуации, когда мы наблюдаем только малую долю популяции источников или не можем разрешить отдельные источники вообще. В этих случаях популяционный синтез может оказать существенную помощь при определении параметров популяции в целом или для проверки параметров, полученных другими способами, а также для предсказания свойств еще не наблюдавшихся объектов.

По мере роста объема наших знаний об исследуемой популяции модели, используемые в ПС, становятся все сложнее. Однако когда все объекты популяции становятся наблюдаемыми, а их эволюция выводится непосредственно из экспериментальных данных, то метод популяционного синтеза перестает быть нужным (за исключением проверки самосогласованности полученных результатов). К сожалению (или к счастью), в большинстве астрофизических ситуаций мы все еще крайне далеки от подобного финала, поэтому популяционный синтез будет оставаться важным астрофизическим инструментом еще очень долгое время.

Написание данной обзорной лекции было частично поддержано грантами РФФИ 04-02-16720 и 03-02-16068. Полная версия обзора будет опубликована на сайте «Астронет» (гранты РФФИ 02-07-90222, 05-07-90225).

Список литературы

1. *Fritze-v.Alvensleben U.* Stars, Gas and Dust in Galaxies: Exploring the Links// ASP Conf. Ser. 2000. Vol. 221. P. 179; e-lanl: astro-ph/0009290
2. *Cid Fernandes R., Sodré L., Jr., Schmitt H. R. et al.*// MNRAS. 2001 Vol. 325. P. 60.

3. *Maraston C.*// MNRAS. (in press) e-lanl: astro-ph/0410207.
4. *Bruzual G., Charlot S.*// MNRAS. 2003. Vol. 344. P. 1000.
5. *Verbunt F., Hartman J. W., Bhattacharya D. et al.* Pulsar timing, general relativity and the internal structure of neutron stars /Eds. Z. Arzoumanian, F. Van der Hooft, E. P. J. van den Heuvel 1999. P. 215.
6. *Cerviño M., Valls-Gabaud D.*// MNRAS. 2003. Vol. 338. P. 481.
7. *Cerviño M., Luridiana V.*// Astron. Astrophys. 2004. Vol. 413. P. 145.
8. *Lipunov V. M., Postnov K. A., Prokhorov M. E.*// Astrophys. and Space Science Rev. 1996. Vol. 9. P. 1.
9. *Bisnovatyi-Kogan G. S.* Stellar physics. Berlin: Springer, 2002.
10. *Woosley S. E., Heger A., Weaver T. A.*// Rev. Mod. Phys. 2002. Vol. 74. P. 1015.
11. *Popov S. B., Prokhorov M. E.*// Trudy GAISH. 2003. Vol. 72. P. 1.
12. *Regimbau T., de Freitas Pacheco J. A.*// Astron. Astrophys. 2001. Vol. 374. P. 181.
13. *Gonthier P. L., Van Guilder R., Harding A. K.*// Astrophys. J. 2004. Vol. 604. P. 775.
14. *Beskin V. S., Eliseeva S. A.*// Astron. Lett. 2005. (in press).
15. *Blaes O., Rajagopal M.*// Astrophys. J. 1991. Vol. 381. P. 210.
16. *Manning R. A., Jeffries R. D., Willmore A. P.*// MNRAS. 1996. Vol. 278. P. 577.
17. *Lyne A. G., Lorimer D. R.*// Nature. 1994. Vol. 369. P. 127.
18. *Arzoumanian Z., Chernoff D. F., Cordes J. M.*// Astrophys. J. 2002. Vol. 568. P. 289.
19. *Popov S. B., Colpi M., Treves A. et al.*// Ibid. 2000. Vol. 530. P. 896.
20. *Ikhsanov N. R.*// Astron. Astrophys. 2003. Vol. 399. P. 1147.
21. *Popov S. B., Colpi M., Prokhorov M. E. et al.*// Astrophys. J. 2000. Vol. 544. P. L53.
22. *Popov S. B., Prokhorov M. E., Colpi M. et al.*// Astron. Astrophys. 2003. Vol. 406. P. 111.
23. *Popov S. B., Colpi M., Prokhorov M. E., Treves A., Turolla R.*// Astrophys. Space Sci. (in press); e-lanl: astro-ph/0305599.

24. *Prokhorov M. E., Popov S. B.* Space Physics: Proc. of XXXI Conf. Urals State University Publ. /Eds. P. E. Zakharova et al., Ekaterinburg, 2002. P. 80.
25. *Popov S. B., Grigorian H., Turolla R. et al.*// e-lanl: astro-ph/0411618.
26. *Popov S. B., Treves A., Turolla R.* Proc. of the 4-th AGILE workshop /Eds. M. Tavani, A. Pellizzoni, S. Vercellone //Aracne Editrice. 2004. P. 183; e-lanl: astro-ph/0310416
27. *Zhang F., Han Z., Li L. et al.*// MNRAS. 2004. Vol. 350. P. 710.
28. *Leitherer* The Evolution of Starbursts /Eds. S. Huettemeister, E. Manthey (in press); e-lanl: astro-ph/0409407.
29. *Mas-Hesse J. M., Cerviño* Wolf-Rayet Phenomena in Massive Stars and Starburst Galaxies. IAU Symp. 193. /Eds. K. A. van der Hucht, G. Koenigsberger, P. R. J. Eenens. 1999. P. 550.
30. *Zhang F., Han Z., Li L. et al.*// Astron. Astrophys. 2004. Vol. 415. P. 117.
31. *De Donder E., Vanbeveren D.*// New Astron. Rev. 2004. Vol. 48. P. 861.
32. *Leitherer C.*// e-lanl: astro-ph/0411345
33. *Bell E. F., de Jong R. S.*// Astrophys. J. 2001. Vol. 550. P. 212.
34. *Pompilio F., La Franca F., Matt G.*// Astron. Astrophys. 2000. Vol. 353. P. 440.
35. *Madau P., Ghisellini G., Fabian A.C.*// MNRAS. 1994. Vol. 270. P. 17.
36. *Antonucci R. R. J.*// Ann. Rev. Astron. Astrophys. 1993. Vol. 31. P. 473.
37. *Gilli R., Salvati M., Hasinger G.*// Astron. Astrophys. 2001. Vol. 366. P. 407.
38. *Gandhi P., Fabian A. C.*// MNRAS. 2003. Vol. 339. P. 1095.
39. *Halevin A.V.*// e-lanl: astro-ph/0309176

¹A. М. Соболев, ²S. Goedhart,
³D. J. van der Walt, ²M. Gaylard,
⁴А. Б. Островский,
⁵Е. Kruegel, ⁶J. Brand

¹Астрономическая обсерватория УрГУ,
²North-West UniversityHartebeesthoek Radio
Observatory, South Africa,

³North-West University, South Africa,

⁴Уральский государственный университет,

⁵Max-Planck-Institut fuer Radioastronomie,

⁶Osservatorio Astrofisico di Arcetri, Italy

ПЕРЕМЕННОСТЬ МАЗЕРОВ — УНИКАЛЬНЫЙ ИНСТРУМЕНТ ИССЛЕДОВАНИЯ ЭВОЛЮЦИИ ОБЛАСТЕЙ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ

Одной из отличительных характеристик источников мазерного излучения в областях звездообразования является их переменность на временах от дней до нескольких лет. Поскольку яркость мазеров имеет очень высокую (иногда экспоненциальную) чувствительность к изменениям среды, они могут дать исследователям уникальную информацию о малозаметных, но очень важных переменах в жизни объектов звездообразования.

Временная переменность мазеров выражается в изменении интенсивностей и частот их эмиссионных компонент. Характеристики переменности исследуются в ходе многолетних мониторингов, проводящихся на однозеркальных радиотелескопах различных обсерваторий. В лекции будут изложены основные методы и параметры, используемые при обработке данных мониторингов. Наблюдения показали, что переменность мазеров обычно хаотична, но может обладать определенными регулярностями и даже может иметь характер периодических колебаний. Для ряда источников переменность исследовалась методом радиоинтерферометрии со сверхвысоким угловым разрешением, но такие исследования очень дороги и трудоемки и поэтому проводились для очень ограниченного числа наиболее интересных объектов.

© А. М. Соболев, S. Goedhart, D. J. van der Walt, M. Gaylard,
А. Б. Островский, Е. Kruegel, J. Brand, 2005

Переменность мазеров может быть обусловлена изменениями геометрии мазерного источника, фона, который усиливают мазеры, физических параметров в области мазерного усиления и ее окрестностях и неустойчивости, связанные с режимом усиления. Причины, являющиеся основными для выделенных классов мазеров, еще недостаточно исследованы. Тем не менее предложены механизмы, позволяющие объяснить переменность ряда конкретных объектов.

Показано, что переменность метанольных мазеров II класса в ряде источников отражает немонотонный, иногда периодический характер аккреции на центральный молодой звездный объект. Переменность ряда водяных мазеров также свидетельствует о неоднородностях и движениях вещества в окрестностях центрального тела. В то же время переменность метанольных мазеров I класса на 25 ГГц в ОМС-1 скорее всего связана с хаотическими движениями.

Таким образом, исследования переменности мазеров дают важную, уникальную и разнообразную информацию об объектах звездообразования, которую невозможно получить другим способом.

Работа выполнена при поддержке гранта МО РФ (Е02-11.0-43)

Л. Л. Соколов, К. В. Холшевников
Астрономический институт СПбГУ

ЗАДАЧА N ТЕЛ И ПРОБЛЕМА ИНТЕГРИРУЕМОСТИ

Введение

Построение решений классической небесномеханической задачи N тел ($N \geq 3$) и исследование свойств этих решений является важнейшей проблемой математики и механики со времен Ньютона. Все попытки решить эту задачу по аналогии с задачей двух тел путем нахождения полного набора глобальных (т. е. определенных во всем фазовом пространстве) автономных интегралов движения заканчивались неудачей. Напомним, что интегралом называется гладкая (или однозначная аналитическая) функция от времени и фазовых координат, постоянная на траекториях системы дифференциальных уравнений, но различная для различных траекторий. Не

зависящий от времени интеграл называется автономным. На рубеже XIX и XX столетий было установлено, что неудачи гениев вроде Эйлера в поиске хотя бы одного дополнительного к классическим интеграла вызваны тем, что их попросту нет. Прежде всего речь идет о классических теоремах Брунса [17] и Пуанкаре [10] о несуществовании глобальных интегралов определенного вида в задаче трех тел. В настоящее время доказана неинтегрируемость ряда динамических систем различного происхождения [3, 4, 6, 8, 9]. С другой стороны, для ряда гамильтоновых динамических систем сравнительно недавно удалось доказать полную интегрируемость (число интегралов в инволюции равно числу степеней свободы). Упомянем известный пример цепочки Тоды. Разработаны соответствующие общие методы (представление Лакса и т. п.). Подробности и дальнейшие ссылки можно найти в монографиях [3, 4, 9].

При отсутствии полного набора глобальных интегралов иногда удается достичь успеха в описании траекторий не на всем фазовом пространстве, а на меньшем множестве. Так, в работе [21] построены две инвариантные области в фазовом пространстве консервативной системы с тремя степенями свободы, определяемой аналитическим гамильтонианом, в одной из которых существуют только два классических интеграла движения, а в другой еще и третий независимый интеграл. В работе [22] показана интегрируемость гамильтоновой динамической системы при одном фиксированном значении интеграла энергии и неинтегрируемость — при других его значениях.

Отсутствие полного набора глобальных интегралов не обязательно свидетельствует о сложном поведении траекторий или служит препятствием для их исследования [8, 20]. Так, линейная однородная автономная система на плоскости не имеет автономного непрерывного интеграла $\mathbf{R}^2 \rightarrow \mathbf{R}$ в случае узла или фокуса. Такова система

$$\dot{x}_1 = x_1, \quad \dot{x}_2 = x_2, \quad (1)$$

общее решение которой сразу найдет любой второкурсник. А интеграла нет! Однако плоскость можно разбить на конечное число инвариантных многообразий, внутри которых интеграл существует. Например, в правой полуплоскости можно указать на интеграл x_2/x_1 . Для таких ситуаций естественно использовать термин *полная региональная интегрируемость*. Региональная интегрируемость (не обязательно полная) имеет место, если можно указать хотя бы одну инвариантную область, в которой интеграл существует.

На торе еще более простые системы оказываются неинтегрируемыми даже регионально по причине отсутствия инвариантных областей, отличных от всего фазового пространства. Такова, например, система

$$\dot{x}_1 = 1, \quad \dot{x}_2 = \sigma, \quad (2)$$

где σ — иррациональное число; x_s — угловые переменные, понимаемые по $\bmod 2\pi$. Вы можете возразить, приведя пример функции $\sigma x_1 - x_2$. Но эта величина *не является функцией на торе*, поскольку ее значения различны, например, в точках $(0, 0)$ и $(2\pi, 2\pi)$. Иногда подобного типа функции называют многозначными интегралами.

Вернемся к задаче N тел. В середине прошлого века В. М. Алексеев [1, 2] сформулировал гипотезу: задача трех тел для гиперболических, гиперболоэллиптических и гиперболопараболических движений интегрируема в смысле существования полного набора автономных интегралов движения. Очевидно, речь идет о региональной интегрируемости.

Традиционно классическая небесная механика больше интересуется траекториями, лежащими в ограниченной области, а не уходящими в бесконечность. Таковы траектории постоянных членов Солнечной системы. Однако и «уходящие» траектории, которые мы будем рассматривать в настоящей работе, могут представлять интерес для астрономии и космологии. Исследуя общие свойства движений в задаче N тел, Д. Саари [24] установил, что обычный результат динамической эволюции системы — распад на подсистемы, которые разлетаются друг от друга. Это свойство подтверждается и многими результатами численного моделирования динамической эволюции систем не очень большого числа тел [25, 26, 23, 11]. По современным представлениям, звезды образуются группами в молекулярных облаках, и в результате динамической эволюции эти группы распадаются на устойчивые подсистемы малой кратности, большинство из которых — одиночные, двойные или иерархические тройные.

В наших работах [12, 13, 14] показано, что в области фазового пространства, отвечающей быстрому разлету N тел без сближений, решение задачи N тел существует для всех значений времени t , являясь однозначной вещественно-аналитической функцией от t и начальных данных. Заметим, что факт продолжимости решения на всю ось времени далеко не тривиален [5, 7]. Каждая траектория диффеоморфна прямой с отделенными концами. Решение может быть получено явно как предел последовательности, сходящейся со скоростью геометрической прогрессии. Этот результат позволил нам

найти в указанной области полный набор независимых однозначных вещественно-аналитических автономных интегралов и доказать тем самым региональную интегрируемость задачи N тел [15, 20]. В работе [16] мы обобщили результат на разлет одиночных и тесных двойных звезд.

Почему задача о движении двух планет вокруг Солнца оказывается неинтегрируемой при сколь угодно малых массах и почти плоском почти круговом начальном движении, тогда как задача о разлете произвольного числа тел при произвольных массах при необременительных дополнительных условиях интегрируема? Дело в том, что в первом случае возмущения, хотя и малые, могут накапливаться со временем, тогда как во втором случае возмущения с течением времени стремятся к нулю.

Здесь мы приводим улучшенное доказательство анонсированных выше свойств траекторий задачи N тел в области фазового пространства, описывающей разлет одиночных звезд. Мы постарались сделать его доступным студентам, хорошо ориентированным в математическом анализе третьей четверти прошлого века. Ничего более изощренного не понадобится. Разлет одиночных и двойных исследован в [16].

Основная теорема

Слабовозмущенная задача нескольких тел в подходящих переменных может быть представлена системой обыкновенных дифференциальных уравнений следующего вида [19]:

$$\dot{x}_i = \mu f_i(x, y), \quad \dot{y}_j = \omega_j(x) + \mu g_j(x, y). \quad (3)$$

Здесь $x = (x_i)$ — вектор медленных переменных, $y = (y_j)$ — вектор быстрых переменных, $i = 1 \div n_1$, $j = 1 \div n_2$; $f = (f_i)$, $\omega = (\omega_j)$, $g = (g_j)$ — вектор-функции; μ — малый скалярный параметр.

Упростим систему (3). Во-первых, примем ω_j за новые медленные переменные. Этого всегда можно добиться, добавив ω к вектору x и увеличив тем самым порядок системы уравнений. Если же ω взаимно-однозначно зависит от n_2 компонент вектора x , то можно не увеличивать числа переменных. Во-вторых, обратим в нуль вектор g . Тут придется увеличить число медленных переменных. Для каждого j , для которого $g_j \neq 0$, введем новую медленную перемен-

ную x'_j и заменим y_j на y'_j :

$$y_j = y'_j + x'_j, \quad \dot{y}'_j = x_j, \quad \dot{x}'_j = \mu g_j.$$

Заметим, что это преобразование не ново. Если y_j — средняя аномалия, x_j — среднее движение, то x'_j — средняя аномалия эпохи, а y'_j — интеграл от среднего движения по времени.

В результате двух преобразований уравнения примут форму

$$\dot{x}_i = \mu f_i(x, y), \quad \dot{y}_j = a x_j. \quad (4)$$

Здесь $i = 1 \div k_1 + k_2$, $j = 1 \div k_1$, и мы опустили штрихи. Множитель a введен для согласования физических размерностей. Приведем и векторную форму уравнений

$$\dot{x} = \mu f(x, y), \quad \dot{y} = \mathcal{A}x, \quad (5)$$

где на главной диагонали прямоугольной матрицы \mathcal{A} размера $k_1 \times (k_1 + k_2)$ стоит a , остальные элементы \mathcal{A} равны нулю.

В дальнейшем имеем дело только с системой вида (5). Функции f_i считаем непрерывными и удовлетворяющими условию Липшица в области $D \subset \mathbf{R}^{k_1+k_2} \times \mathbf{R}^{k_1}$, к построению которой мы приступаем.

В пространствах $\mathbf{R}^{k_1+k_2}$ и \mathbf{R}^{k_1} введем нормы, которые будем обозначать единым символом $\|\cdot\|$, что не приводит к путанице. Они индуцируют норму в $\mathbf{R}^{k_1+k_2} \times \mathbf{R}^{k_1}$ и расстояния в этих трех пространствах. Для вектор-функций $z(t)$, $0 \leq t < \infty$, введем норму $\|z\|_t$ при фиксированном t и равномерную норму:

$$\|z\| = \sup_{0 \leq t < \infty} \|z\|_t.$$

Пусть $D_0 = D_{01} \times D_{02}$ — декартово произведение выпуклых компактов $D_{01} \subset \mathbf{R}^{k_1+k_2}$ и $D_{02} \subset \mathbf{R}^{k_1}$. Введем виртуальное время $t \in [0, \infty)$. Так как система (5) автономна, за начало отсчета времени можно взять эпоху $t = 0$. Наши построения легче проводить для полутраекторий, почему мы и ограничились будущим. Прошлое в автономной системе обладает теми же свойствами, а нужное впоследствии объединение прошлого и будущего легко выполнимо. Рассмотрим множество Π — декартово произведение множества непрерывных на $[0, \infty)$ функций $x(t)$ со значениями в $\mathbf{R}^{k_1+k_2}$ и множества постоянных $Y \in \mathbf{R}^{k_1}$ таких, что $(x(t), Y) \in D_0$ при каждом $t \geq 0$. За D_t примем множество точек из $\mathbf{R}^{k_1+k_2} \times \mathbf{R}^{k_1}$, представимых в виде

$(x(t), Y + \int_0^t \mathcal{A}x(\tau) d\tau)$ при $(x, Y) \in \Pi$ и фиксированном $t \in [0, \infty)$. Обозначения согласованы: $D_0 = D_t$ при $t = 0$. За D примем объединение $D = \bigcup D_t$ по всем $t \in [0, \infty)$.

Согласно леммам 1, 2 (с учетом выпуклости декартова произведения выпуклых множеств) D_t и D выпуклы и совпадают с множеством точек, представимых в виде $(X, Y + t\mathcal{A}X)$ при $(X, Y) \in D_0$, при фиксированном $t \geq 0$ и при всех $t \geq 0$ соответственно. Это — ключевой момент для дальнейшего. Хотя мы не знаем поведения траекторий системы (5) как функций реального времени, мы устанавливаем область, в которой они находятся, исследуя зависимость фазовых координат как линейных функций виртуального времени.

В общем случае найдутся начальные данные из D_0 такие, что отвечающая им полутраектория покинет D . Чтобы этого не случилось, сузим область начальных данных до $D_0(r) = D_{01}(r) \times D_{02}$, где $D_{01}(r)$ — множество точек из D_{01} , отстоящих от границы D_{01} не менее, чем на r , $r > 0$. По лемме 3 $D_0(r)$ — выпуклый компакт. Для непустоты $D_0(r)$ потребуем

$$0 < r < \xi, \quad (6)$$

где ξ — расстояние от границы D_0 до наиболее удаленной от нее точки D_0 .

Теперь мы в состоянии сформулировать основную теорему.

Теорема 1. Дана система (5) с непрерывной и удовлетворяющей условию Липшица в D функцией $f(x, y)$. Считаем f функцией виртуального времени $t \in [0, \infty)$ посредством

$$(x, y) = \left(x(t), Y + \mathcal{A} \int_0^t x(\tau) d\tau \right).$$

Пусть при каждом t и любом выборе $x(\tau), x'(\tau)$, таких, что $(x(\tau), Y) \in \Pi, (x'(\tau), Y) \in \Pi$, справедливы неравенства

$$\|f(x, y)\|_t \leq \Phi(t), \quad \|f(x', y') - f(x, y)\|_t \leq \Phi_1(t)\|x' - x\|_t + \Phi_2(t)\|y' - y\|_t, \quad (7)$$

причем мажоранты допускают интегральные оценки

$$\int_0^\infty \Phi(t) dt \leq C, \quad \int_0^\infty \Phi_1(t) dt \leq C_1, \quad \int_0^\infty t\Phi_2(t) dt \leq C_2. \quad (8)$$

Тогда при всех положительных r, μ , подчиненных условию (6), и

$$\mu < \frac{r}{C + r(C_1 + aC_2)} \quad (9)$$

1) решения системы (5) с начальными данными из $D_0(r)$ продолжимы на всю полуось $t \geq 0$ и не выходят из D , принадлежа D_t при каждом t ;

2) решения, начинающиеся в $D_0(r)$, можно найти, используя итерации, сходящиеся со скоростью геометрической прогрессии; сходимость к x равномерна относительно начальных данных и времени на множестве $D_0(r) \times [0, \infty)$, сходимость к y равномерна на множестве $D_0(r) \times [0, T]$ при любом $T > 0$;

3) при $t \rightarrow \infty$ переменные x стремятся к постоянным;

4) если предел вектора x отличен от нуля, то вектор y при $t \rightarrow \infty$ стремится к линейной функции времени.

Поясним смысл четвертого утверждения. Обозначим

$$u = \lim_{t \rightarrow \infty} x(t) \neq 0, \quad v(t) = Y + aut, \quad y(t) = v(t) + \|v(t)\|_t w(t).$$

Тогда $\lim_{t \rightarrow \infty} w(t) = 0$. В то же время разность $y(t) - v(t)$ может не быть ограниченной.

Доказательство. Заменяем (5) с начальными данными (X, Y) при $t = 0$ равносильной системой интегральных уравнений

$$x(t) = X + \mu \int_0^t f(x(\tau), y(\tau)) d\tau, \quad y(t) = Y + \mathcal{A} \int_0^t x(\tau) d\tau. \quad (10)$$

Образуем последовательность приближений пикаровского типа. За начальное возьмем интегрируемый случай $\mu = 0$. Далее в качестве приближения для медленных переменных примем правую часть первой из формул (10), куда подставлено предыдущее приближение. Для быстрых же переменных справа в (10) присутствуют только медленные переменные, и мы можем подставить туда текущее приближение. Таким образом,

$$x^0 = X, \quad y^0(t) = Y + \mathcal{A}Xt, \quad (11)$$

$$x^{n+1}(t) = X + \mu \int_0^t f(x^n(\tau), y^n(\tau)) d\tau, \quad y^{n+1}(t) = Y + \mathcal{A} \int_0^t x^{n+1}(\tau) d\tau. \quad (12)$$

Индекс сверху всегда обозначает номер приближения, снизу — номер компоненты.

Нулевое приближение с начальными данными из $D_0(r) \subset D_0$ с очевидностью не выходит из D .

Перейдем к первому приближению.

$$x^1(t) = X + \mu \int_0^t f(X, Y + \mathcal{A}X\tau) d\tau, \quad y^1(t) = Y + \mathcal{A} \int_0^t x^1(\tau) d\tau.$$

В силу (7, 8)

$$\|x^1 - x^0\|_t \leq \mu \int_0^t \Phi(\tau) d\tau, \quad \|x^1 - x^0\| \leq \mu C. \quad (13)$$

Вследствие (9) имеем $\mu C < r$, поэтому $(x^1(t), Y) \in \Pi$, так что при любом $t \geq 0$ справедливо $(x^1(t), y^1(t)) \in D_t \subset D$. Отсюда

$$\|y^1 - y^0\|_t \leq a \int_0^t \|x^1 - x^0\| d\tau \leq \mu a C t. \quad (14)$$

Далее действуем по индукции, предполагая $(x^m(t), Y) \in \Pi$ при $m = 0, 1, \dots, n$, $n \geq 1$. Согласно (12)

$$x^{n+1}(t) - x^n(t) = \mu \int_0^t \tilde{f}(\tau) d\tau, \quad (15)$$

где

$$\tilde{f}(\tau) = f(x^n(\tau), y^n(\tau)) - f(x^{n-1}(\tau), y^{n-1}(\tau)).$$

По индуктивному предположению обе точки $(x^{n-1}(\tau), y^{n-1}(\tau))$ и $(x^n(\tau), y^n(\tau))$ лежат в D_τ . Воспользуемся оценками (7):

$$\left| \tilde{f}(\tau) \right| \leq \Phi_1(\tau) \|x^n - x^{n-1}\| + \Phi_2(\tau) \|y^n - y^{n-1}\|_\tau. \quad (16)$$

Аналогично (14) имеем

$$\|y^n - y^{n-1}\|_t \leq a \|x^n - x^{n-1}\| t. \quad (17)$$

Подставляя (17) в (16), а результат — в (15), получим с учетом (8)

$$\|x^{n+1} - x^n\| \leq q \|x^n - x^{n-1}\|, \quad (18)$$

где

$$q = \mu(C_1 + aC_2).$$

Справа в (9) стоит возрастающая функция от r , поэтому из (9) следует

$$\mu < \frac{1}{C_1 + aC_2},$$

так что $q < 1$ и оператор перехода от x^n к x^{n+1} является сжимающим. Из (18, 13) вытекает

$$\|x^{n+1} - x^n\| \leq q^n \|x^1 - x^0\| \leq q^n \mu C. \quad (19)$$

Сложение неравенств (19) позволяет записать

$$\|x^{n+1} - x^0\| \leq \mu C(1 + q + \dots + q^n) < \frac{\mu C}{1 - q}. \quad (20)$$

Неравенство (9) влечет

$$\frac{\mu C}{1 - q} < r. \quad (21)$$

Поэтому при любых n и t точка $x^{n+1}(t)$ лежит в D_{01} , соответственно точка $(x^{n+1}(t), y^{n+1}(t))$ лежит в D_t , причем

$$\|y^{n+1} - y^n\|_t \leq a \|x^{n+1} - x^n\|_t \leq q^n \mu a C t. \quad (22)$$

Обозначим через $x^*(t), y^*(t)$ пределы $x^n(t), y^n(t)$ при $n \rightarrow \infty$. Доказательство того, что пределы существуют, представляют собой решение (5) и справедливы первые два утверждения теоремы, повторяет доказательство классической теоремы Пикара–Линделефа [18]. Приведем лишь несколько полезных формул:

$$\begin{aligned} \|x^* - x^n\| &\leq q^n \frac{\mu C}{1 - q}, & \|x^* - x^0\| &\leq \frac{\mu C}{1 - q}, \\ \|y^* - y^n\|_t &\leq q^n \frac{\mu a C t}{1 - q}, & \|y^* - y^0\|_t &\leq \frac{\mu a C t}{1 - q}. \end{aligned} \quad (23)$$

Сопоставление (7, 8, 10) показывает, что существует конечный предел

$$u = \lim_{t \rightarrow \infty} x(t) \in D_{01}.$$

Пусть $u_j \neq 0$. Согласно (10) представим y_j для достаточно больших t в виде $y_j(t) = v_j(t) [1 + w_j(t)]$, где

$$v_j(t) = Y_j + a u_j t, \quad w_j(t) = \frac{a}{v_j(t)} \int_0^t [x_j(\tau) - u_j] d\tau.$$

Сдвигом начала отсчета времени и, возможно, изменением знака y_j можно добиться положительности u_j и неотрицательности Y_j .

Тогда

$$|w_j(t)| \leq \frac{1}{u_j(t)} \int_0^t |x_j(\tau) - u_j| d\tau.$$

Из стремления к нулю $|x_j(t) - u_j|$ при $t \rightarrow \infty$ следует $w_j(t) \rightarrow 0$.

Теорема доказана.

Замечание. Исследуемые в механике уравнения движения, как правило, инвариантны относительно перемены знака времени. Система (5) переходит в себя при подстановке $t \mapsto -t$, $x \mapsto -x$, $y \mapsto y$, $f(x, y) \mapsto f(-x, y)$. Поэтому теорема 1 остается справедливой и для прошлого при естественных изменениях условий. Именно, обозначим области D, D_t через D^+, D_t^+ , а аналогичные области, заметаемые полутраекториями при $-\infty < t \leq 0$, через D^-, D_t^- . Доказанные свойства D^+, D_t^+ переносятся и на D^-, D_t^- , причем $D^+ \cap D^- = D_0$. Для справедливости теоремы 1 при отрицательных t с очевидными переформулировками надо лишь заменить (8) на

$$\int_{-\infty}^0 \Phi(t) dt \leq C, \quad \int_{-\infty}^0 \Phi_1(t) dt \leq C_1, \quad \int_{-\infty}^0 |t| \Phi_2(t) dt \leq C_2. \quad (24)$$

Обозначим через D объединение $D = D^- \cup D^+$. Очевидно, $D_t = D_t^-$ при $t \leq 0$, $D_t = D_t^+$ при $t \geq 0$, $D_0 = D_0^- = D_0^+$. Утверждение теоремы 1 остается справедливым с соответствующими переформулировками при $-\infty < t < \infty$, если в (24) заменить пределы интегрирования на $-\infty, \infty$. Заметим только, что бесконечная в обе стороны область D уже не будет в общем случае выпуклой, что не существенно: играет роль только выпуклость D_t .

Разлет без сближений

Чисто качественно основную теорему можно сформулировать так: если возмущения быстро убывают со временем, то движение определено на всей полуоси (или оси) времени, причем медленные переменные стремятся к постоянным, быстрые — к линейным функциям времени; точное решение есть предел итераций пикаровского типа. Главная трудность — проверка скорости убывания возмущающих членов в правых частях уравнений. Ведь до получения решения их зависимость от времени неизвестна! Преодоление трудности основано на возможности рассмотрения возмущающих членов на виртуальных функциях от виртуального времени на основе лемм 1, 2, 3.

В этом параграфе мы покажем применимость развитой теории к простейшему случаю задачи N тел: быстрому разлету всех тел без сближений.

Уравнения движения

Пусть \mathcal{Q} — система N точек Q_n масс m_n , $n = 1 \div N$, притягивающих друг друга по закону Ньютона. Обозначим через $\mathbf{x}_n, \mathbf{y}_n$ трехмерные векторы скорости и положения Q_n . Движение \mathcal{Q} описывается системой дифференциальных уравнений

$$\dot{\mathbf{x}}_n = \mathbf{f}_n(y), \quad \dot{\mathbf{y}}_n = \mathbf{x}_n \quad (n = 1 \div N), \quad (25)$$

где

$$\mathbf{f}_n(y) = G \sum_{k \in \mathcal{N}(n)} m_k \frac{\mathbf{y}_{nk}}{|\mathbf{y}_{nk}|^3}. \quad (26)$$

Здесь и ниже G — постоянная тяготения; $\mathbf{x}_{nk} = \mathbf{x}_k - \mathbf{x}_n$, $\mathbf{y}_{nk} = \mathbf{y}_k - \mathbf{y}_n$ — трехмерные векторы относительной скорости и положения; $y = (\mathbf{y}_1, \dots, \mathbf{y}_N)$, $f = (\mathbf{f}_1, \dots, \mathbf{f}_N)$ — $3N$ -мерные векторы скорости, положения и ускорения системы \mathcal{Q} ; суммирование производится по целочисленному множеству $\mathcal{N}(n) = \{k : 1 \leq k \leq N, k \neq n\}$.

Уравнения (25) имеют форму (5) при $k_1 = 3N$, $k_2 = 0$, единичной матрице \mathcal{A} , $\gamma = \mu = \infty$. Если $i = 3n - 3 + s$ ($1 \leq n \leq N$, $s = 1, 2, 3$), то, например, x_i равно s -компоненте вектора \mathbf{x}_n .

Области D_0 , D и мажоранты Φ

В пространстве положений и пространстве скоростей размерности $3N$ введем норму — наибольшую из длин составляющих его трехмерных векторов

$$\|x\| = \max_{1 \leq n \leq N} |\mathbf{x}_n|, \quad |\mathbf{x}_n|^2 = x_{3n-2}^2 + x_{3n-1}^2 + x_{3n}^2.$$

За область D_0 примем произведение трехмерных шаров

$$\|x - \hat{x}\| \leq \xi, \quad \|y - \hat{y}\| \leq \eta \quad (27)$$

при положительных ξ, η . Область $D_0(r)$ получается из D_0 заменой ξ на $\xi - r$. Выпуклый компакт D_t совпадает с множеством точек $(x, y + tx)$ при фиксированном t и $(x, y) \in D_0$; $D = \bigcup D_t$. Считаем $t \in (-\infty, \infty)$.

На постоянные $\xi, \eta, r, \hat{x}, \hat{y}$ наложим ограничения, гарантирующие быстрый разлет тел без тесных сближений. Именно, пусть

$$r < \xi, \quad |\hat{\mathbf{x}}_{nk}| > 2\xi, \quad |\hat{\mathbf{y}}_{nk}| > 2\eta, \quad D_{nk} > 0. \quad (28)$$

Здесь

$$D_{nk} = A_{nk}C_{nk} - B_{nk}^2, \quad A_{nk} = (|\hat{\mathbf{x}}_{nk}| - 2\xi)^2, \quad C_{nk} = (|\hat{\mathbf{y}}_{nk}| - 2\eta)^2, \\ B_{nk} = |\hat{\mathbf{x}}_{nk}\hat{\mathbf{y}}_{nk}| + 2\eta|\hat{\mathbf{x}}_{nk}| + 2\xi|\hat{\mathbf{y}}_{nk}| + 4\xi\eta.$$

Индексы n, k независимо изменяются от 1 до N с пропуском значений $n = k$.

Неравенства $|\hat{\mathbf{y}}_{nk}| > 2\eta, |\hat{\mathbf{x}}_{nk}| > 2\xi$ гарантируют, что точки Q_n в области D_0 отделены друг от друга и обладают ненулевыми относительными скоростями. Положительность D_{nk} обеспечивает неколлинеарность векторов относительного положения $\hat{\mathbf{y}}_{nk}$ и относительной скорости $\hat{\mathbf{x}}_{nk}$. Точнее, положительность D_{nk} равносильна

$$1 - |\cos \varphi_{nk}| \geq 4 \frac{\xi}{|\hat{\mathbf{x}}_{nk}|} + 4 \frac{\eta}{|\hat{\mathbf{y}}_{nk}|}, \quad (29)$$

что влечет отсутствие тесных сближений. Здесь φ_{nk} — угол между векторами $\hat{\mathbf{x}}_{nk}$ и $\hat{\mathbf{y}}_{nk}$. Неравенства (28) с очевидностью совместны: достаточно считать малыми ξ, η, r , конечными и неколлинеарными векторы $\hat{\mathbf{x}}_{nk}, \hat{\mathbf{y}}_{nk}$.

Переходим к определению $\Phi(t)$. На множестве D_t

$$\mathbf{y}_{nk}^2(t) = \mathbf{Y}_{nk}^2 + 2t\mathbf{X}_{nk}\mathbf{Y}_{nk} + t^2\mathbf{X}_{nk}^2. \quad (30)$$

В силу (27)

$$|\mathbf{X}_{nk} - \hat{\mathbf{x}}_{nk}| = |(\mathbf{X}_k - \hat{\mathbf{x}}_k) - (\mathbf{X}_n - \hat{\mathbf{x}}_n)| \leq 2\xi,$$

откуда по неравенству треугольника

$$|\mathbf{X}_{nk}| = |\hat{\mathbf{x}}_{nk} - (\hat{\mathbf{x}}_{nk} - \mathbf{X}_{nk})| \geq |\hat{\mathbf{x}}_{nk}| - |\hat{\mathbf{x}}_{nk} - \mathbf{X}_{nk}| \geq |\hat{\mathbf{x}}_{nk}| - 2\xi,$$

что положительно согласно (28). Таким образом,

$$|\mathbf{X}_{nk}|^2 \geq A_{nk}, \quad |\mathbf{Y}_{nk}|^2 \geq C_{nk}. \quad (31)$$

Вывод второго из неравенств (31) повторяет вывод первого с точностью до обозначений. Далее,

$$\mathbf{X}_{nk}\mathbf{Y}_{nk} = (\hat{\mathbf{x}}_{nk} - \hat{\mathbf{x}}_{nk} + \mathbf{X}_{nk})(\hat{\mathbf{y}}_{nk} - \hat{\mathbf{y}}_{nk} + \mathbf{Y}_{nk}) =$$

$$\hat{\mathbf{x}}_{nk}\hat{\mathbf{y}}_{nk} + \hat{\mathbf{x}}_{nk}(\mathbf{Y}_{nk} - \hat{\mathbf{y}}_{nk}) + \hat{\mathbf{y}}_{nk}(\mathbf{X}_{nk} - \hat{\mathbf{x}}_{nk}) + (\mathbf{X}_{nk} - \hat{\mathbf{x}}_{nk})(\mathbf{Y}_{nk} - \hat{\mathbf{y}}_{nk}),$$

$$|\mathbf{X}_{nk}\mathbf{Y}_{nk}| \leq |\hat{\mathbf{x}}_{nk}\hat{\mathbf{y}}_{nk}| + 2\eta|\hat{\mathbf{x}}_{nk}| + 2\xi|\hat{\mathbf{y}}_{nk}| + 4\xi\eta = B_{nk}. \quad (32)$$

Согласно (30, 31, 32) на множестве D_t

$$|\mathbf{y}_{nk}(t)|^2 \geq t^2 A_{nk} - 2|t|B_{nk} + C_{nk}. \quad (33)$$

В силу (26) можно положить

$$\Phi(t) = \max_n \sum_{k \in \mathcal{N}(\setminus)} \frac{Gm_k}{t^2 A_{nk} - 2|t|B_{nk} + C_{nk}}. \quad (34)$$

С учетом первого из неравенств (57) приложения допустимо считать

$$C = 2\pi \max_n \sum_{k \in \mathcal{N}(\setminus)} \frac{Gm_k}{\sqrt{D_{nk}}}. \quad (35)$$

Поскольку f не зависит от x , то $\Phi_1 = C_1 = 0$.

Переходим к определению Φ_2 . В силу (26)

$$|\mathbf{f}_n(y') - \mathbf{f}_n(y)| \leq G \sum_{k \in \mathcal{N}(\setminus)} m_k \left| \frac{\mathbf{y}'_{nk}}{|\mathbf{y}'_{nk}|^3} - \frac{\mathbf{y}_{nk}}{|\mathbf{y}_{nk}|^3} \right|.$$

Согласно формуле (56) приложения

$$|\mathbf{f}_n(y') - \mathbf{f}_n(y)| \leq 2G \sum_{k \in \mathcal{N}(\setminus)} \frac{m_k |\mathbf{y}'_{nk} - \mathbf{y}_{nk}|}{\min\{|\mathbf{y}'_{nk}|^3, |\mathbf{y}_{nk}|^3\}}.$$

Числитель справа не превосходит

$$|(\mathbf{y}'_k - \mathbf{y}_k) + (\mathbf{y}_n - \mathbf{y}'_n)| \leq 2 \max_k |\mathbf{y}'_k - \mathbf{y}_k| = 2\|y' - y\|_t, \quad (36)$$

так что

$$\|f(y') - f(y)\|_t \leq 4G\|y' - y\|_t \max_n \sum_{k \in \mathcal{N}(\setminus)} \frac{m_k}{\min\{|\mathbf{y}'_{nk}|^3, |\mathbf{y}_{nk}|^3\}}. \quad (37)$$

Формулы (7, 37, 33) показывают, что можно положить

$$\Phi_2(t) = 4G \max_n \sum_{k \in \mathcal{N}(\setminus)} \frac{m_k}{(t^2 A_{nk} - 2|t|B_{nk} + C_{nk})^{3/2}}. \quad (38)$$

С помощью последнего из неравенств (57) приложения устанавливаем, что допустимо считать

$$C_2 = 16G \max_n \sum_{k \in \mathcal{N}(\setminus)} \frac{m_k \sqrt{C_{nk}}}{D_{nk}}. \quad (39)$$

Итак, мы находимся в условиях теоремы 1 (с учетом замечания на с. 171) при $\mu = a = 1$. Сформулируем результат.

Теорема 2. При всех положительных r, ξ, η и векторах \hat{x}, \hat{y} , подчиненных условиям (28) и

$$C_2 < 1, \quad C < (1 - C_2)r, \quad (40)$$

где C, C_2 определены формулами (35, 39),

1) решения системы (25) с начальными данными из $D_0(r)$ продолжимы на всю ось времени и не выходят из D , принадлежа D_t при каждом t ;

2) решения, начинающиеся в $D_0(r)$, можно найти с помощью итераций, сходящихся со скоростью геометрической прогрессии; сходимость к x равномерна относительно начальных данных и времени на множестве $D_0(r) \times (-\infty, \infty)$, сходимость к y равномерна на множестве $D_0(r) \times [-T, T]$ при любом $T > 0$;

3) при $t \rightarrow \infty$ и $t \rightarrow -\infty$ переменные x стремятся к постоянным;

4) векторы y_n (за исключением не более одного из них) стремятся к линейным функциям времени.

Доказательство. Условия (28) влекут (7, 8) при $C_1 = 0$ и C, C_2 , определяемых по (35, 39). Неравенство (9) следует из (40) при $a = \mu = 1$. Все условия теоремы 1 выполнены, откуда следует справедливость первых трех утверждений теоремы 2.

Равенство

$$\lim x_n(t) = 0 \quad \text{при } t \rightarrow \infty \quad \text{или } t \rightarrow -\infty \quad (41)$$

может выполняться только в том случае, если шар $|x_n - \hat{x}_n| \leq \xi$ содержит начало координат. Второе из условий (28) показывает, что трехмерные шары $|x_i - \hat{x}_i| \leq \xi$ отделены друг от друга. Поэтому (41) может быть справедливым не более чем для одного значения индекса.

Теорема доказана.

Остановимся еще раз на физическом смысле условий теоремы 2. Они наложены на параметры системы, каковыми являются массы m_n , и область начальных данных, описываемую постоянными

$\hat{x}, \hat{y}, \xi, \eta, r$. Подчеркнем, что все ограничения проверяются только для эпохи $t = 0$. Выполнение второго и третьего условий (28) означает, что любые две точки системы \mathcal{Q} отделены друг от друга как в пространстве положений, так и в пространстве скоростей. Последнее из условий (28) означает, что векторы взаимной скорости и положения любых двух точек неколлинеарны. Точнее, угол φ_{nk} между векторами $\hat{\mathbf{x}}_{nk}, \hat{\mathbf{y}}_{nk}$ подчинен условию (29).

Первое из условий (40) выражает малость масс m_n . Точнее, малость отношения модуля гравитационной потенциальной энергии системы \mathcal{Q} к ее кинетической энергии. Или иначе, реальная масса системы много меньше ее вириальной массы. Второе из условий (40) означает, что для любых двух точек Q_n, Q_k отношение квадрата параболической скорости к взаимной скорости мало по сравнению со скоростью r , на которую нужно отступить для получения $D_0(r)$ из D_0 .

Замечание. Все перечисленные условия совместны: достаточно выбрать неколлинеарные $\hat{\mathbf{x}}_{nk}, \hat{\mathbf{y}}_{nk}$, малые ξ, η, r , а затем малые m_n . Можно сначала фиксировать любые m_n и выбрать достаточно большие скорости разлета $\hat{\mathbf{x}}_{nk}$. Таким образом, теорема 2 (как и последующие) применима к задаче с произвольным числом тел N и произвольными массами m_n .

Если ограничиться только будущим, то условие $D_{nk} > 0$ становится необязательным: достаточно исключить сближения лишь при $t > 0$. Сформулируем результат, изменяя смысл постоянных B_{nk}, C, C_2 и сохраняя смысл остальных.

Теорема 3. При всех положительных ξ, η, r и векторах \hat{x}, \hat{y} , подчиненных условиям

$$r < \xi, \quad |\hat{\mathbf{x}}_{nk}| > 2\xi, \quad |\hat{\mathbf{y}}_{nk}| > 2\eta, \quad B_{nk} \geq 0, \quad (42)$$

$$C < 1, \quad C < (1 - C_2)r, \quad (43)$$

где

$$B_{nk} = \hat{\mathbf{x}}_{nk} \hat{\mathbf{y}}_{nk} - 2\eta |\hat{\mathbf{x}}_{nk}| - 2\xi |\hat{\mathbf{y}}_{nk}| - 4\xi\eta, \quad C = \frac{\pi}{2} \max_n \sum_{k \in \mathcal{N}(\setminus)} \frac{Gm_k}{\sqrt{A_{nk}C_{nk}}},$$

$$C_2 = \max_n \sum_{k \in \mathcal{N}(\setminus)} \frac{4Gm_k}{A_{nk}\sqrt{C_{nk}}}, \quad (44)$$

1) решения системы (25) с начальными данными из $D_0(r)$ продолжимы на всю полуось $t \geq 0$ и не выходят из D , принадлежа D_t при каждом t ;

2) решения, начинающиеся в $D_0(r)$, можно найти с помощью итераций, сходящихся со скоростью геометрической прогрессии; сходимость к x равномерна относительно начальных данных и времени на множестве $D_0(r) \times [0, \infty)$, сходимость к y равномерна на множестве $D_0(r) \times [0, T]$ при любом $T > 0$;

3) при $t \rightarrow \infty$ переменные x стремятся к постоянным;

4) векторы y_n (за исключением не более одного из них) стремятся к линейным функциям времени.

Доказательство. Из (30, 42) следует при $t \geq 0$

$$|y_{nk}(t)|^2 \geq t^2 A_{nk} + 2tB_{nk} + C_{nk} \geq t^2 A_{nk} + C_{nk}. \quad (45)$$

Вместо (34, 38) теперь

$$\Phi(t) = \max_n \sum_{k \in \mathcal{N}(\setminus)} \frac{Gm_k}{t^2 A_{nk} + C_{nk}}, \quad \Phi_2(t) = \max_n \sum_{k \in \mathcal{N}(\setminus)} \frac{4Gm_k}{(t^2 A_{nk} + C_{nk})^{3/2}}, \quad (46)$$

так что по лемме 6 за C , C_2 можно принять значения (44). Остальное ясно.

Интегрируемость

Перейдем к доказательству анонсированной во введении региональной интегрируемости, т. е. существования полного набора автономных интегралов в некоторой инвариантной области фазового пространства.

Основная теорема о существовании интегралов

Пусть $D_1 \subset D_2$ — непустые области пространства \mathbf{R}^n . Рассмотрим задачу Коши с начальными данными из D_1 :

$$\dot{x} = f(x), \quad x|_{t=0} = X \in D_1, \quad (47)$$

где $f : D_2 \mapsto \mathbf{R}^n$ — функция гладкости σ . Решение (47) обозначим $x = h(t, X)$.

Теорема 5. Пусть решения системы (47) определены при всех $t \in \mathbf{R}$ и не выходят из D_2 ; существует функция $\tilde{g}(x) : D_2 \mapsto \mathbf{R}$ гладкости σ и постоянная $c > 0$ такие, что

$$\partial g(t, X)/\partial t \geq c, \quad (t, X) \in \mathbf{R} \times D_1, \quad (48)$$

где $g(t, X) = \tilde{g}(h(t, X))$. Тогда существует инвариантная область D ($D_1 \subset D \subset D_2$), в которой существует набор $(n-1)$ независимых автономных интегралов $F_i : D \mapsto \mathbf{R}$ гладкости σ .

Суть условия (48) сводится к следующему. Хотя отдельная траектория системы (47) не имеет самопересечений, сколь угодно узкая трубка траекторий самопересекаться может. А это — препятствие к интегрируемости [9]. Условие (48) говорит о том, что по крайней мере в одном направлении трубка движется без возвращений назад и поэтому избегает самопересечений.

Доказательство. Обозначим

$$D = \bigcup_{(t,X) \in \mathbf{R} \times D_1} \{h(t, X)\}.$$

Очевидно, D — инвариантная относительно потока системы (47) область, причем $D_1 \subset D \subset D_2$; h — отображение гладкости σ области $\mathbf{R} \times D$ на D ; g — отображение гладкости σ области $\mathbf{R} \times D$ на \mathbf{R} , причем (48) справедливо для всех $(t, X) \in \mathbf{R} \times D$. Запишем групповое свойство отображения h :

$$h(0, X) = X; \quad h(t_1, h(t_2, X)) = h(t_1 + t_2, X); \quad t_1, t_2 \in \mathbf{R}, \quad X \in D. \quad (49)$$

В частности,

$$X = h(-t, x), \quad (t, x) \in \mathbf{R} \times D. \quad (50)$$

В силу (48) уравнение

$$g(t, X) = g_0 \quad (51)$$

имеет относительно t единственное решение

$$t = \tau(g_0, X) \quad (52)$$

при любых $g_0 \in \mathbf{R}$, $X \in D$. По теореме о неявной функции τ имеет гладкость σ . По определению g и согласно (50) $\tilde{g}(X) = \tilde{g}(h(-t, x)) = g(-t, x)$, что в сопоставлении с (51) и (52) дает $-t = \tau(\tilde{g}(X), x)$. Подставляя в (50), получим

$$X = h(\tau(\tilde{g}(X), x), x). \quad (53)$$

Итак, при любом фиксированном X правая часть (53) не меняется вдоль решений (47). Как уже отмечалось, \tilde{g} — отображение на \mathbf{R} . Поэтому отображение $D \mapsto D$:

$$F(x) = h(\tau(0, x), x) \quad (54)$$

есть интеграл системы (47) гладкости σ .

Мы построили набор скалярных интегралов — n компонент отображения F . Осталось доказать, что среди них ровно $(n - 1)$ независимых. Это следует из очевидного свойства функции (54): F есть отображение орбит, т. е.

$$F(x_2) = F(x_1) \quad (55)$$

тогда и только тогда, когда существует такое t , что $x_2 = h(t, x_1)$.

Теорема доказана.

Всякая орбита по общей теории диффеоморфна точке, окружности или прямой. В силу (52) время однозначно определяется положением, поэтому каждая орбита уравнений (47) в D диффеоморфна прямой. Концы ее отделены друг от друга в силу (48).

Региональная интегрируемость задачи нескольких тел

Теорема 5 применима к задаче N тел, причем гладкость σ есть аналитичность. Области $D_0(r)$ и D_0 из второй части при фиксированном r можно принять за области D_1 и D_2 теоремы 5 соответственно. В качестве функции \tilde{g} можно взять подходящую компоненту любого из векторов \mathbf{y}_{nk} . Вместо \mathbf{y}_{nk} можно выбрать \mathbf{y}_n , если $|\mathbf{y}_n| \rightarrow \infty$ при $t \rightarrow \pm\infty$. Напомним, что это имеет место для всех векторов \mathbf{y}_i за исключением не более одного. Мы приходим, таким образом, к следующей теореме.

Теорема 6. В фазовом пространстве задачи N тел существуют инвариантные области D бесконечной лебеговой меры, в которых определен полный набор $6N - 1$ независимых автономных аналитических интегралов движения. Все решения в D определены при всех $t \in \mathbf{R}$; каждая орбита в D диффеоморфна прямой.

Приведенные выше рассуждения не позволяют построить максимальную (т. е. не допускающую расширения) область D с указанными свойствами. Таких областей должно быть несколько. Так, в задаче трех тел вряд ли могут слиться при расширении три области, отвечающие схеме разлета двойной и одиночной подсистемы при разных компонентах двойной. Однако D_1 и D_2 , не претендующие на максимальность, можно построить. В §2 указаны явные ограничения на начальные данные системы N тел, при которых гарантировано существование (и дан способ фактического построения)

аналитических решений на всей оси времени. При выполнении этих ограничений имеет место региональная интегрируемость задачи N тел в смысле теоремы 6.

Заключение

Итак, для задачи N тел при произвольном N и произвольных значениях масс m_n в фазовом пространстве построены области бесконечной лебеговой меры, в которых движение определено для всех $t \in (-\infty, \infty)$ и может быть представлено аналитически быстро сходящимся процессом пикаровского типа. В этих областях существует полный набор автономных интегралов. Тесные сближения центров масс подсистем, состоящих из одной звезды или тесной пары, отсутствуют.

Можно ослабить условия на начальные данные, чтобы гарантировать отсутствие сближений лишь в будущем (теорема 3). Существование автономных интегралов при этом не гарантируется. Зато появляется возможность моделирования процесса разбегания галактик как точек, а не сплошной среды.

Разумеется, теоремы можно улучшить, заменяя оценки норм и областей более точными. Например, можно величины типа r , ξ рассматривать отдельно для каждого из оцениваемых объектов.

Особенно это перспективно для задачи трех тел, $N = 3$. В этом случае вторая часть содержит описание строения части области гиперболических движений. Уже в приведенном здесь виде наши результаты доказывают ослабленную гипотезу Алексева: задача трех тел интегрируема *в некоторой части областей, указанных автором гипотезы*. Представляется перспективной задача максимального расширения области интегрируемости, хотя бы при некоторых конкретных значениях масс. Что касается гипотезы во всей общности, мы выражаем осторожные сомнения в ее справедливости: с приближением к границам области, скажем, гиперболических в обе стороны движений поведение траекторий должно становиться все более сложным, как указывал сам В. М. Алексеев [1, 2]. А это — препятствие к интегрируемости [8, 9].

Приложение. Вспомогательные математические предложения

Лемма 1. Пусть A, B — выпуклые компактные области в \mathbf{R}^n . Считаем A множеством точек $\{a\}$, B — множеством концов радиус-векторов $\{b\}$. Тогда множество лучей

$$C = \{a + bt : a \in A, b \in B, t \in [0, \infty)\} \subset \mathbf{R}^n$$

выпукло, а если B не содержит нуля, то и замкнуто. Каждое сечение C_t множества C при любом фиксированном $t \in [0, \infty)$ выпукло и компактно.

Доказательство этой и следующих лемм см. в [16]

Лемма 2. Пусть A, B, C — множества из леммы 1, C^* — множество кривых

$$C^* = \left\{ a + \int_0^t b(t') dt' : t \in [0, \infty) \right\},$$

где $a \in A$; b пробегает множество непрерывных на $[0, \infty)$ функций со значениями в B .

Тогда $C^* = C$, $C_t^* = C_t$.

Лемма 3. Пусть $\|\cdot\|$ — произвольная норма в \mathbf{R}^n , $D \subset \mathbf{R}^n$ — выпуклый компакт, $D(r) \subset D$ — множество точек D , отстоящих от границы D не менее, чем на r , $r > 0$.

Тогда $D(r)$ — выпуклый компакт.

Лемма 4. Пусть \mathbf{r}, \mathbf{r}_1 — векторы в \mathbf{R}^n , $r_1 = |\mathbf{r}_1| \geq |\mathbf{r}| = r > 0$, где $|\cdot|$ — евклидова норма.

Тогда

$$\left| \frac{\mathbf{r}}{r^3} - \frac{\mathbf{r}_1}{r_1^3} \right| \leq \frac{2|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}|}{r_1 r^2}. \quad (56)$$

Равенство достигается лишь при $\mathbf{r} = \mathbf{r}_1$.

Лемма 5. Пусть $A > 0, C > 0, B$ — вещественные числа такие, что $D = AC - B^2 > 0$; $f(t) = \sqrt{At^2 - 2B|t| + C}$.

Тогда

$$I_1 < \frac{2\pi}{\sqrt{D}}, \quad I_2 < \frac{4\sqrt{A}}{D}, \quad I_3 < \frac{4\sqrt{C}}{D}, \quad (57)$$

где

$$I_1 = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dt}{f^2(t)}, \quad I_2 = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dt}{f^3(t)}, \quad I_3 = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{|t| dt}{f^3(t)}.$$

Лемма 6. Пусть $A > 0, C > 0$. Тогда

$$I_4 < \frac{\pi}{2\sqrt{AC}}, \quad I_5 = \frac{1}{C\sqrt{A}}, \quad I_6 = \frac{1}{A\sqrt{C}}, \quad (58)$$

где

$$I_4 = \int_0^\infty \frac{dt}{At^2 + C}, I_5 = \int_0^\infty \frac{dt}{(At^2 + C)^{3/2}}, I_6 = \int_0^\infty \frac{tdt}{(At^2 + C)^{3/2}}.$$

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 02-02-17516) и Ведущей научной школы (грант НШ-1078.2003.2).

Список литературы

1. *Алексеев В. М.* Финальные движения в задаче трех тел и символическая динамика // Успехи матем. наук. 1981. Т. 36, вып. 4. С. 161.
2. *Алексеев В. М.* Лекции по небесной механике. М.;Ижевск: РХД, 2001.
3. *Арнольд В. И.* Математические методы классической механики. М.: Наука, 1979.
4. *Арнольд В. И., Козлов В. В., Нейштадт А. И.* Математические аспекты классической и небесной механики // Итоги науки и техники. Современные проблемы математики. Фундаментальные направления. Динамические системы-3. М.: ВИНТИ, 1985. С. 5.
5. *Бабаджанянц Л. К.* Продолжимость и представимость решений в задачах небесной механики // Тр. ИТА АН СССР. 1978. Вып. 17. С. 3.
6. *Дубровин Б. А., Кричевер И. М., Новиков С. П.* Интегрируемые системы. I // Итоги науки и техники. Современные проблемы математики. Фундаментальные направления. Динамические системы-4. М.: ВИНТИ, 1985. С. 179.
7. *Зигель К., Мозер Ю.* Лекции по небесной механике. М.;Ижевск: РХД, 2001.

8. Козлов В. В. Интегрируемость и неинтегрируемость в гамильтоновой механике // Успехи матем. наук. 1983. Т. 38, вып. 1. С. 3.
9. Козлов В. В. Симметрии, топология и резонансы в гамильтоновой механике. Ижевск: Изд-во Удмурт. гос. ун-та, 1995.
10. Пуанкаре А. Новые методы небесной механики: Избран. труды: В 3т. М.: Наука, 1971. Т. 1; 1972. Т. II.
11. Рубинов А. В. Динамическая эволюция кратных звезд. Влияние начальных параметров системы // Астрон. журн. 2004. Т. 81, вып. 1. С. 50.
12. Соколов Л. Л. О некоторых решениях гиперболической ограниченной задачи трех тел (предельный случай больших эксцентриситетов) // Тр. Томского гос. ун-та. Астрономия и геодезия. 1986. Вып. 14. С. 93.
13. Соколов Л. Л., Холшевников К. В. Об интегрируемости задачи N тел // Письма в Астрон. журн. 1986. Т. 12. Вып. 7. С. 557.
14. Соколов Л. Л., Холшевников К. В. О точном решении задачи N тел в области больших энергий // Тр. Астроном. обсерватории Ленинград. ун-та. 1987. Т. 41; вып. 63. С. 175.
15. Соколов Л. Л., Холшевников К. В. Региональная интегрируемость задачи N тел // Дифференциальные уравнения. 1992. Т. 28, вып. 3. С. 437.
16. Соколов Л. Л., Холшевников К. В. Аналитическое представление решения задачи N тел в некоторых областях фазового пространства // Тр. ИПА РАН. 2004. Вып. 11. С. 151.
17. Уиттекер Е. Т. Аналитическая динамика. М.;Л.: ОНТИ НКТП СССР, 1937.
18. Хартман Ф. Обыкновенные дифференциальные уравнения. М.: Наука, 1970.
19. Холшевников К. В. Асимптотические методы небесной механики. Л.: Изд-во Ленинград. ун-та, 1985.
20. Холшевников К. В. Об интегрируемости в небесной механике // Аналитическая небесная механика /Под ред. К. В. Холшевникова. Казань: Изд-во Казан. ун-та, 1990. С. 5.
21. Dragt A. J., Finn J. M. Insolubility of trapped particle motion in a magnetic dipole field // J. Geophys. Res. 1976. Vol. 81, № 13. P. 2327.

22. *Pucacco G., Rosquist K.* Non-integrability of a weakly integrable Hamiltonian system // *Cel. Mech. Dyn. Astr.* 2003 Vol. 1—2. P. 1.
23. *Rubinov A. V., Petrova A. V. and Orlov V. V.* Dynamics of multiple stars // *Publ. Astron. Obs. Belgrade.* 2003. Vol. 75 P. 17.
24. *Saari D. G.* Expanding gravitational systems // *Transactions of the American Mathematical Society.* 1971. Vol. 156. P. 219.
25. *Sterzik M. F., Durisen R. H.* The dynamic decay of young few-body stellar systems, I. The effect of a mass spectrum for $N = 3, 4$, and 5 // *Astron. Astrophys.* 1998. Vol. 339, P. 95.
26. *Sterzik M. F., Tokovinin A. A.* Relative orientation of orbits in triple stars // *Astron. Astrophys.* 2002. Vol. 384. P. 1030.

Ю. В. Хачай

Институт геофизики УрО РАН

ПРОБЛЕМЫ МАТЕМАТИЧЕСКОГО ОПИСАНИЯ КОНВЕКЦИИ ВО ВНУТРЕННИХ ОБЛАСТЯХ ЗЕМЛИ

Введение

Представления о медленных, конвективных, движениях во внутренних оболочках играют определяющую роль при изучении динамики планеты. Как это обычно бывает с ключевыми проблемами, она оказалась комплексной, зависящей от многочисленных физических и математических аспектов. Здесь мы в большей мере коснемся математических вопросов, тогда как геофизическая сторона проблемы будет затронута только по мере необходимости, что восполняется многочисленными обзорами [1]—[3].

Итак, при внешнем воздействии в сплошной среде возникают внутренние напряжения, вызывающие ее деформацию. Математически напряжения описываются в каждой точке среды компонентами тензора напряжений, $\sigma_{i,j}$, а деформации также тензором 2-го ранга, тензором деформаций, $u_{i,j}$. При малых деформациях этот тензор линеен относительно своих компонент. Диагональные компоненты

имеют смысл относительных удлинений вдоль главных осей тензора, а недиагональные — углов поворота [4]. Вид зависимости компонент тензора деформаций от тензора напряжений определяет реологические свойства вещества. Среди разнообразных реализаций этой зависимости особую роль играют два предельных варианта. При линейной зависимости между компонентами тензора деформаций и тензора напряжений выполняется закон Гука. Для изотропных сред его можно записать в виде [4]

$$u_{jk} = \frac{1}{9K} \delta_{jk} \sigma_{ll} + \frac{1}{2\mu} \left(\sigma_{jk} - \frac{1}{3} \delta_{jk} \sigma_{ll} \right), \quad (1)$$

где K и μ — соответственно модули всестороннего сжатия и сдвига. Другой вариант предельной зависимости — приближение вязкой жидкости:

$$\sigma_{ik} = \eta \left(\frac{\partial V_i}{\partial x_k} + \frac{\partial V_k}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ik} \frac{\partial V_l}{\partial x_l} \right) + \xi \delta_{ik} \frac{\partial V_l}{\partial x_l}. \quad (2)$$

По-видимому, именно анализ геофизических наблюдений позволил установить, что реологические свойства вещества зависят не только от PT -условий, но и от скорости изменения внешнего воздействия. Так, относительно короткопериодных (периоды от долей секунды до нескольких часов) возмущений, возникающих при землетрясениях или взрывах, верхняя оболочка Земли проявляет свойства упругого твердого тела (рис. 1 из [5]) в котором сложное возмущение распалось на два типа — волны сжатия, V_P , и волны сдвига V_S . При этом на каждой неоднородности возникают обменные преломленные и отраженные волны. С другой стороны, в ответ на медленно изменяющиеся воздействия, обусловленные снятием ледовой нагрузки последнего оледенения под большими регионами, такими как Фенноскандия, вещество проявляет линейную связь между напряжениями и скоростью деформации, типа (2), характерную для вязкой жидкости [3]. Поэтому понятно, что из сейсмических наблюдений мы не можем получить информацию о глубине мантии, охваченной медленным вязким течением. Нужны дополнительные наблюдения. Они получены из сопоставления состава вещества земной коры и мантии. Результаты исследования состава мантийных образцов, выводимых на поверхность по трубкам взрыва (кимберлитовые трубки), часть из которых является алмазонасными, показало высокую выдержанность состава мантийного резервуара. И этот состав соответствует составу одного из классов каменных метеоритов — углистых хондритов. Но земная кора (оболочка, расположенная выше

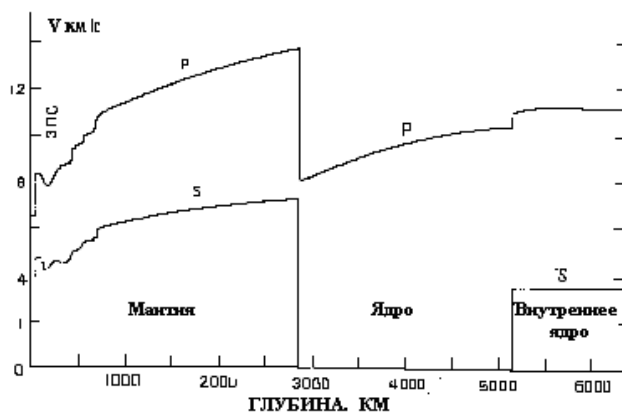


Рис. 1. Скоростной разрез Земли, из [5]

поверхности Мохоровичича, рис. 1) резко обогащена относительно мантии такими элементами, как Fe, Al, Mg, Mn, а содержание редкоземельных элементов и U, Th на два порядка превышает мантийное. Многочисленные тонкие оценки, огромный вклад в которые внесен отечественной школой акад. А. П. Виноградова [6], показали, что для обеспечения такого состава коры необходимо транспортировать к поверхности названные элементы из слоя мантии не менее 1000 км. Имеется два физических механизма переноса не ионизированного вещества в сплошной среде: диффузия и конвективный массоперенос. За время 4.6 млрд лет (возраст Земли) диффузия при PT -условиях коры может проработать 10 километровый слой пород. Для переработки 1000 км слоя потребуется в 10000 раз большее время. Следовательно, такую транспортировку мог обеспечить только конвективный массоперенос. Другим важнейшим аргументом в пользу наличия конвективных течений в мантии является комплекс наблюдений, приведший к заключению о перемещении литосферных плит относительно друг друга и нижележащей мантии [2, 3]. Здесь мы остановимся на особенностях конвекции в мантии и не будем затрагивать проблемы магнитной гидродинамики ядра.

Уравнения конвекции однокомпонентной жидкости

Математическое описание конвективных течений вязкой однокомпонентной жидкости состоит в постановке краевых задач для системы уравнений баланса импульса, энергии и сохранения массы вещества [4]:

$$\rho \left[\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + (\vec{V} \nabla) \vec{V} \right] = -\nabla P + \eta \Delta \vec{V} + \left(\frac{\eta}{3} + \xi \right) \nabla (\nabla \vec{V}) - \rho \nabla W, \quad (3)$$

$$\rho T \left[\frac{\partial S}{\partial t} + (\vec{V} \nabla) S \right] = \lambda \Delta T + Q, \quad (4)$$

$$\Delta W_1 = -4\pi\gamma\rho W = W_1 + W_2, \quad (5)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \vec{V}) = 0, \quad (6)$$

где \vec{V} — скорость жидкости; P — давление, W_1 — гравитационный потенциал; W_2 — центробежный потенциал ρ — плотность; η и ξ — коэффициенты первой и второй вязкости; λ — коэффициент теплопроводности; γ — гравитационная постоянная, Q — суммарная мощность внутренних источников энергии в единице объема, ∇ и Δ — оператор «набла» и оператор Лапласа.

В [1] показано, что для очень вязкой жидкости в уравнении (3) силу Кориолиса можно не учитывать. Наибольшие трудности составляет решение краевых задач для первого уравнения (3) этой системы, которое называют уравнением Навье—Стокса. Даже в той форме с постоянными кинетическими коэффициентами, как это приведено в (3)—(6), система, применительно к условиям мантии Земли, имеет только численное решение.

Прежде чем пытаться численно получить решения сложных систем подобного типа, полезно получить представление о поведении системы, которые можно извлечь из решения гораздо более простой задачи.

Условия возникновения конвекции в мантии

Возникает вопрос: а при каких условиях в системе, поведение которой контролируется гравитационным полем и внутренними источниками энергии, как это явно следует из (3)—(6), возможно стационарное механическое равновесие? Если мы будем рассматривать

сферический слой, мощность которого h много меньше радиуса Земли, R , т. е. при $h \ll R$, сферичностью можно пренебречь и слой рассматривать как плоский. Совместим координатную плоскость декартовой системы координат с нижней границей слоя. Ось z направим вдоль вектора $\vec{g} = -\text{grad } W$.

Для того чтобы в явном виде выписать (3)–(6) как систему, нам необходимо использовать уравнение состояния $\rho = \rho(P, T)$. Поскольку даже состав внутренних оболочек оценен достаточно грубо, то для слоя мантии в качестве уравнения состояния можно использовать приближение

$$\rho = \rho_0(1 - \alpha T' + \beta P'), \text{ где } \alpha = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right) \Big|_P, \beta = \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial P} \right) \Big|_T. \quad (7)$$

Следовательно, предполагается, что мощность слоя достаточно мала для того, чтобы можно было принять, что распределения температуры, давления и плотности хорошо описываются их средними значениями, которые мы обозначим T_0 , P_0 , ρ_0 , а отклонения можно считать малыми по сравнению с этими средними в том смысле, что

$$\frac{\alpha T'}{\rho_0} \ll 1; \quad \frac{\beta P'}{\rho_0} \ll 1. \quad (8)$$

Тогда в стационарном состоянии механического равновесия (3)–(4) дают

$$\nabla P^{(0)} = \rho \vec{g}, \quad (9)$$

$$\lambda \Delta T^{(0)} + Q = 0. \quad (10)$$

Уравнение (9) называют условием распределения гидростатического давления в жидкости. Взяв rot от обеих частей этого уравнения, получим важное следствие

$$\text{grad } \rho \times \vec{g} = 0, \quad (11)$$

т. е. в однородном гравитационном поле гидростатически распределенная плотность может изменяться только вдоль вектора \vec{g} , т. е. оси z (у нас не вращающаяся система координат!). Итак, если распределения температуры, давления и плотности удовлетворяют условиям (9)–(10), а они совместимы с граничными условиями, то система может находиться в стационарном состоянии механического равновесия.

Вопрос заключается в том, является ли это состояние устойчивым или произвольные, даже малые возмущения могут вывести систему из механического равновесия. Мы имеем дело с исследованием проблемы устойчивости системы. Состояние системы, характеризующееся набором термодинамических параметров A_j^0 , называют устойчивым по Ляпунову [7], если для любого $\varepsilon > 0$ существует $\delta(\varepsilon) > 0$ такое, что

$$\left| \varphi(t, A_j^0 + \Delta A_j^0) - \varphi(t, A_j^0) \right| < \varepsilon, \quad \forall t > t_0, \quad \text{как только} \quad |\Delta A_j^0| < \delta(\varepsilon), \quad (12)$$

здесь $\varphi(t, A)$ — произвольная функция, описывающая изменение состояния A_j^0 . Наиболее широко на практике для исследования устойчивости термодинамического состояния системы применяется метод нормальных мод [8]. Его использование мы проиллюстрируем на примере изучения устойчивости состояния механического равновесия двухкомпонентной системы, с одним из компонентов которой, для определенности более плотным, связаны радиоактивные источники тепла. Задача впервые была рассмотрена в [9]. Здесь мы приведем несколько модифицированный и упрощенный вариант решения.

Для упрощения задачи примем широко используемое в геодинамике приближение Буссинеска, [8], в котором изменение плотности учитывается только в уравнении баланса импульса (3), а в остальных уравнениях системы ρ принимается постоянной. Тогда из уравнения (6) следует $\nabla(\vec{V}) = 0$ (приближение несжимаемой жидкости), и в уравнении (3) третий член в правой части обращается в нуль. После стандартных преобразований [4, 8] уравнение для баланса энтропии при дополнительном условии

$$\beta P' \ll \alpha T' \quad (13)$$

существенно упростится и можно записать

$$\rho \left[\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + (\vec{V} \nabla) \vec{V} \right] = -\nabla P + \eta \Delta \vec{V} + \rho \vec{g}, \quad (14)$$

$$\rho c \left[\frac{\partial T}{\partial t} + (\vec{V} \nabla) T \right] = \lambda \Delta T + q \varepsilon \rho N, \quad (15)$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} + (\vec{V} \nabla) N = D \Delta N + D_1 \Delta T, \quad (16)$$

$$\nabla(\vec{V}) = 0. \quad (17)$$

При этом уравнение состояния используется в виде

$$\rho(T, N) = \rho_0 (1 - \alpha T' + \mu N'), \quad (18)$$

где в выражениях (14)–(18) c — удельная теплоемкость смеси; N — концентрация тяжелого компонента бинарной смеси; q — удельное энерговыделение радиоактивного элемента; ε — концентрация радиоактивного элемента в тяжелом компоненте смеси; D — коэффициент диффузии; D_1 — перекрестный коэффициент. Аналогично (9)–(10) получаем условия гидростатического равновесия смеси при малости термодиффузии:

$$\nabla P^{(0)} = \rho_0 (1 - \alpha T_1^{(0)} + \mu N_1^{(0)}) \vec{g}, \quad (19)$$

$$\lambda \Delta T^{(0)} + q \varepsilon N^{(0)} = 0, \quad (20)$$

$$D \Delta N^{(0)} = 0. \quad (21)$$

Применяя оператор rot к уравнению (19), получим

$$(\alpha T' - \mu N') \times \vec{k} = 0 \quad (\vec{g} = -g \vec{k}).$$

Таким образом, распределение температуры и концентрации в состоянии гидростатического равновесия должны быть функциями только вертикальной координаты. Краевые условия, совместимые с условиями (19)–(21) выберем в виде

$$\begin{aligned} z = h : \quad T(x, y, z) = T_2, \quad N(x, y, z) = N_2, \quad V_z = 0, \quad \frac{\partial^2 V_z}{\partial z^2} = 0, \\ z = 0 : \quad T(x, y, z) = T_1, \quad N(x, y, z) = N_1, \quad V_z = 0, \quad \frac{\partial^2 V_z}{\partial z^2} = 0. \end{aligned} \quad (22)$$

Условия в (22) на вертикальную компоненту скорости означают, что границы не проницаемые для жидкости и так называемые «скользкие» (последнее принято из соображений удобств последующих вычислений). Решение задачи (21)–(22) имеет вид

$$N^{(0)}(z) = \frac{N_2 - N_1}{h} z + N_1. \quad (23)$$

Подставляя (23) в (20), получим

$$\begin{aligned} T^{(0)}(z) &= C z^3 + C_1 z^2 + C_2 z + C_3; \\ C &= -\frac{q \varepsilon}{6 \lambda} \frac{N_2 - N_1}{h}; \quad C_1 = -\frac{q \varepsilon N_1}{2 \lambda}; \\ C_2 &= \frac{1}{h} [(T_2 - T_1) + \frac{q \varepsilon h^2}{6 \lambda} (N_2 + 2 N_1)]; \quad C_3 = T_1. \end{aligned} \quad (24)$$

Для характерных значений параметров в мантии $q \sim 1$; $\lambda \sim 1$; $\varepsilon \sim 10^{-8}$ выражение (24) принимает вид

$$T^{(0)}(z) = \frac{T_2 - T_1}{h}z + T_1.$$

Теперь рассмотрим отклик системы на произвольные малые изменения состояния (19)–(21) и (23)–(24). Температуру, давление и концентрацию можно представить в виде суммы гидростатически равновесных значений и малых возмущений. Эти малые возмущения также описываются уравнениями конвекции (14)–(17). Прежде чем написать систему уравнений для возмущений, произведем очень важное преобразование, перейдем к безразмерным переменным (необходимо помнить, что операторы ∇ и δ размерны!). В качестве единицы длины выбираем мощность слоя h , единицу времени $\frac{h^2}{\chi}$; $\chi = \frac{\lambda}{\rho_0}$; скорости $\frac{\nu}{h}$, $\nu = \frac{\eta}{\rho_0}$; температуры Ah , $A = (T_1 - T_2)/h$; концентрации Bh , $B = (N_1 - N_2)/h$; давления $\rho\chi\nu/h^2$.

Тогда краевая задача для возмущений в линейном относительно малых возмущений приближении может быть приведена к виду

$$\frac{1}{\text{Pr}} \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} = -\nabla P + \Delta \vec{V} + (Ra\theta - R_D\Gamma)\vec{k}, \quad (25)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + \vec{V} \nabla T^{(0)} = \Delta \theta + \omega \Gamma, \quad (26)$$

$$\frac{\partial \Gamma}{\partial t} + \vec{V} \nabla N^{(0)} = f_1 \Delta \Gamma + f_2 \Delta \theta, \quad (27)$$

$$\begin{cases} z = 1, \\ z = 0, \end{cases} \quad \theta = 0 \quad \Gamma = 0 \quad V_z = 0 \quad \frac{\partial^2 V_z}{\partial z^2} = 0, \quad (28)$$

где $\text{Pr} = \nu/\chi$ — число Прандтля; $Ra = \frac{\alpha g A h^4}{\chi \nu}$ — число Релея; $R_D = \frac{\mu g B h^4}{\chi \nu}$ — его диффузионный аналог; $\omega = \frac{q \varepsilon B h^2}{\chi A}$; $f_1 = \frac{D}{\chi}$; $f_2 = \frac{D_1 A}{\chi B}$. Левые части уравнений (25)–(28) в отличие от исходных (14)–(17) не содержат нелинейных относительно возмущений членов, поскольку вошли только градиенты гидростатически равновесных распределений температуры и концентраций. Тогда входящие в (25)–(28) функции вида $F(t, x, y, z)$ можно представить в виде: $F(t, x, y, z) = f(x, y, z) \exp(-\sigma t)$. Входящая в показатель экспоненты величина σ носит название *декремент затухания*. Это может быть, вообще говоря, комплексная величина. Нарастание или затухание

возмущений определяется вещественной частью σ , при наших обозначениях для $Re \sigma > 0$ данное возмущение со временем затухает. Если это выполняется для всех возможных возмущений, то в соответствии с определением устойчивости системы (12) анализируемое состояние устойчиво. Напротив, если найдется возмущение, для декремента затухания которого выполняется $Re \sigma < 0$, то амплитуда такого возмущения быстро растет и состояние системы не устойчиво. Ниже для обозначения пространственных амплитуд возмущений скорости, температуры и концентрации мы сохраним те же обозначения \vec{V} , θ , Γ , что и в (25)–(28).

С тем чтобы избавиться от члена с градиентом давления в (25) (для возмущения давления весьма сложно сформулировать граничные условия), используется стандартный прием. Возьмем rot rot от обеих частей уравнения и спроектируем на ось z . При этом будем учитывать, что ни коэффициенты в уравнениях (25)–(28), ни граничные условия не зависят от горизонтальных координат. Поэтому выражения для пространственных амплитуд можно выбрать в виде

$$\begin{aligned} V_z &= u(x, y, z) = u(z) \exp[i(k_1 x + k_2 y)]; \\ \theta(x, y, z) &= \theta(z) \exp[i(k_1 x + k_2 y)]; \\ \Gamma(x, y, z) &= \Gamma(z) \exp[i(k_1 x + k_2 y)]. \end{aligned}$$

Тогда уравнение (25) приводится к виду

$$-\frac{\sigma}{Pr} (u^{(2)} - k^2 u) = (u^{(4)} - 2k^{(2)}u + k^4 u) - (Ra\theta - R_D\Gamma)k^2, \quad (29)$$

где верхний индекс в скобках означает порядок производной по z , а $k^2 = k_1^2 + k_2^2$. Граничные условия (28) позволяют выбрать зависимость амплитуд от вертикальной координаты в виде:

$$u(z) = a_1 \sin(\pi n z); \quad \theta(z) = a_2 \sin(\pi n z); \quad \Gamma(z) = a_3 \sin(\pi n z). \quad (30)$$

Подставляя (30) в (25)–(27) с учетом (29), получим

$$\begin{aligned} (\pi^2 n^2 + k^2) \left(-\frac{\sigma}{Pr} + (\pi^2 n^2 + k^2) \right) a_1 - Ra k^2 a_2 + R_D k^2 a_3 &= 0, \\ a_1 + (\sigma - (\pi^2 n^2 + k^2)) a_2 + \omega a_3 &= 0, \\ a_1 - f_2(\pi^2 n^2 + k^2) a_2 + (\sigma - f_1(\pi^2 n^2 + k^2)) a_3 &= 0. \end{aligned} \quad (31)$$

Из условий существования нетривиального решения системы однородных уравнений (30) получаем

$$A_1 \sigma^3 + A_2 \sigma^2 + A_3 \sigma + A_4 = 0. \quad (32)$$

Представив декремент затухания в виде: $\sigma = \sigma_1 + i\sigma_2$ и разделяя действительную и мнимую части, получим

$$\begin{aligned} A_1(\sigma_1^3 + 3\sigma_2^2\sigma_1) + A_2(\sigma_1^2 - \sigma_2^2) + 2\sigma_1 + A_4 &= 0, \\ \sigma_2[A_1(3\sigma_1^2 - \sigma_2^2) + 2\sigma_1A_2 + A_3] &= 0. \end{aligned} \quad (33)$$

Таким образом, в системе возможны как монотонные, строго убывающие либо возрастающие, так и колебательные возмущения.

Особый интерес представляет состояние нейтральной устойчивости, т. е. $\sigma_1 = 0$, $\sigma_2 = 0$ при $n = 1$. Это граница между устойчивым и неустойчивым состоянием. Как следует из (33), оно достигается при $A_4 = 0$, откуда

$$Ra = \frac{(\pi^2 + k^2)^3}{k^2} - \frac{Rq}{f_1(\pi^2 + k^2)} + \frac{R_D(1 + f_2)}{f_1} + \frac{\omega f_2(\pi^2 + k^2)^2}{f_1 k^2}. \quad (34)$$

Для характерных условий в мантии параметр f_2 весьма мал и (34) можно оставить в виде

$$Ra = \frac{(\pi^2 + k^2)^3}{k^2} - \frac{Rq}{f_1(\pi^2 + k^2)} + \frac{R_D}{f_1}. \quad (35)$$

Из (35) видно, что устойчивость системы различна для возмущений различной длины волны, $\lambda_i = \frac{2\pi}{k_i}$. Критическим называют минимальное значение функции $Ra = Ra(k)$. Первый член в этом выражении описывает критическое значение числа Релея в классической задаче Релея—Бенара. Третий член в (35) получен в работе [8] и отражает увеличение конвективной устойчивости системы, если содержание более плотного компонента к верхней границе увеличивается, оставаясь малой компонентой смеси.

Принципиальное значение имеет вклад второго члена, отражающего действие внутренних источников тепла ($Rq = \omega Ra$). Их наличие приводит к уменьшению плотности этого компонента смеси даже в том случае, когда источники тепла связаны с более плотным компонентом смеси. Отсюда следует *парадокс устойчивости*, впервые описанный в [9, 10]. Он состоит в том, что при достаточной мощности внутренних источников тепла, концентрация которых определяется содержанием более плотного компонента смеси, имеется область значений параметров, когда система остается в устойчивом гидростатическом состоянии при увеличении концентрации тяжелого компонента по направлению к верхней холодной границе плоского слоя.

Численное моделирование развитой конвекции показало, что система стремится вынести внутренние источники тепла, входящие в один из компонентов смеси к верхней холодной границе слоя [11].

Моделирование развитой конвекции на стадии аккумуляции Земли

Изложение этого раздела в основном следует результатам [12]. Строение, состав Земли и распределение PT -условий к завершению ее аккумуляции во многом предопределили ход последующей эволюции планеты. Однако исследования начального состояния Земли остаются фрагментарными. Причина состоит в том, что прямые геологические данные этого возраста не только для внутренних областей планеты, но и о ее поверхности отсутствуют. Поэтому широко используются результаты математического моделирования. Задача о восстановлении начальной структуры, состояния и температуры планеты вбирает все проблемы, связанные с оценкой состава протопланетного облака, его фракционирования, порядка конденсации, а затем аккумуляции частиц и тел, корректный учет энергетического баланса в системе и т. д., что делает ее чрезвычайно сложной.

В работе рассмотрены результаты численного моделирования начальной температуры в 2D-модели Земли с учетом конвекции в сжимаемой среде с переменной вязкостью для различных вариантов распределения плотности в растущей планете.

Основным источником энергии на стадии аккумуляции планеты является выделение потенциальной энергии тел, которая преобразуется сначала в их кинетическую энергию, а в момент столкновения с протопланетой преобразуется в тепло. При падении мелких тел и частиц обычно считается, что вся кинетическая энергия соударения высвечивается непосредственно на поверхности растущей планеты и условие баланса температуры поверхности имеет вид [13]

$$4\pi r^2 \sigma (T_s^4 - T_0^4) = \left(\gamma \frac{m}{r} + \frac{V^2}{2} \right) \frac{dm}{dt}, \quad (36)$$

где m — масса растущей планеты; r — ее радиус; σ — постоянная Стефана–Больцмана; γ — гравитационная постоянная; T_s и T_0 — температура поверхности и в подсолнечной точке при его современной светимости; V — скорость аккумулируемого тела; t — время.

Входящее в (36) выражение для скорости роста массы зародыша определяется динамической моделью формирования планеты. Широко известна модель В. С. Сафронова [13], согласно которой

$$\frac{dm}{dt} = 2(1 + 2\theta)r^2\omega\left(1 - \frac{m}{M}\right)\sigma_0, \quad (37)$$

где ω — угловая скорость орбитального движения; σ — поверхностная плотность вещества в зоне «питания» протопланеты; M — современная масса планеты; θ — статистический параметр, учитывающий распределение частиц по массам и скоростям в зоне «питания». Рассматриваемая ниже 2D-модель позволяет учитывать и не однородное распределение планетезималей по поверхности и обусловленное этим возникновение первичных плотностных и тепловых неоднородностей.

Одновременно с ростом зародыша планеты происходил и рост масс конкурирующих тел в зоне «питания». Эти тела уже могли достигать таких размеров, что при их падении образовывались кратеры значительной глубины, и часть кинетической энергии переходила в сохраненное под поверхностью зародыша планеты тепло.

Одномерная модель. Восстанавливается распределение температуры в сферически-симметричном теле. Конвективный теплоперенос и наличие зон плавления смеси учитывается параметрически, аналогично [14], введением эффективных значений теплоемкости и теплопроводности конвективной зоны определяются из сопоставления вычисленного распределения температуры с адиабатическим при значении массы протопланеты на данном временном слое

$$C_{ef}\rho\frac{\partial T}{\partial t} = \nabla(\lambda_{ef}\nabla T) + Q. \quad (38)$$

Возникновение конвекции фиксируется по превышению числа Релея его критического значения, принимаемого здесь $Ra_C = 10^3$.

Двумерная модель растущей планеты

Решение ищется в растущей гравитирующей сфере переменной плотности для не вращающегося тела. Уравнения баланса импульса,

энергии и массы сжимаемого вязкого тела можно записать в виде:

$$-\nabla P + \nabla (\mu \nabla \vec{V}) + \rho \vec{g} = 0, \quad (39)$$

$$-\Delta P_G + 4\pi \gamma \rho^2 = 0, \quad (40)$$

$$\rho C_P \left[\frac{\partial T}{\partial t} - \varepsilon \frac{\partial P_G}{\partial t} + (\vec{V} \nabla) T \right] = \lambda \Delta T + \sum Q, \quad (41)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial r} + \rho \nabla \vec{V} = 0, \quad (42)$$

$$0 < r < R(t) \quad 0 < \theta < \pi/2, \quad (43)$$

где $\rho = \rho(P, T)$ — плотность тела; C_P — удельная теплоемкость; λ — теплопроводность; μ — динамическая вязкость; $\sum Q$ — суммарная мощность внутренних источников тепла, состоящая из вклада от распада радиоактивных элементов и «захораниваемой» части тепла от падения аккумулируемых тел; и P_G — давление и его гидростатическая часть; $-\Delta$ — превышение температуры над адиабатическим значением на данной глубине; \vec{V} — вектор скорости; u — ее радиальная компонента; Δ и ∇ — дифференциальные операторы Лапласа Дельта и Набла, соответственно; $\vec{g}(r)$ — гравитационное ускорение.

Уравнение (4) записано в приближении, которое хорошо выполняется везде, за исключением слоев фазовых переходов и границы ядро–мантия. Уравнение (7) также является приближенным, и оно может оказаться грубым именно на ранних стадиях эволюции, когда различие в плотности выпадающих тел могло быть значительным, а давление во внутренних оболочках еще мало по сравнению с пределом прочности пород. Граничное условие в центре, при $r = 0$, есть условие отсутствия сингулярного источника и отсутствие течения. На внешней растущей границе для учета тепловых эффектов падения более крупных тел условие (1) преобразуется в

$$T_s^4 = T_0^4 + \frac{1}{\sigma} \lambda \frac{\partial T(r, t)}{\partial r}; \quad r = R(t), \quad (44)$$

(44), а часть захороненной энергии учитывается как вклад в источниковый член Q в (38). С учетом полученных ранее результатов принимается, что в области $r < 900$ км температура всегда оставалась ниже значений, которые могли бы обеспечить значения вязкости, при которых возможна конвекция, поэтому здесь $\vec{V} = 0$. На боковых границах $\theta = 0$ и $\theta = \pi/2$; заданы условия, обеспечивающие пространственную периодичность решения, и эти границы считаются «скользящими». Распределение вязкости как функции темпе-

ратуры и давления для силикатного состава использовалось в соответствии с одним из вариантов, предложенных Б. П. Трубицыным, $\nu = \nu \exp(\frac{6.9T}{\delta T})$. Исследования распределения температуры в процессе аккумуляции уже в 2D-модели сопряжены с рядом математических трудностей. Остановимся на основных из них. Первое принципиальное затруднение: нам не известны математически строго обоснованные численные схемы решения системы уравнений конвекции типа (39)–(42) для среды с переменной вязкостью в области с изменяющейся со временем конфигурацией границ. Второе принципиальное затруднение: в строго однородном слое с одномерным распределением температуры и давления даже при значениях температурного градиента, много большего значений, обеспечивающих критическую величину числа Релея, Ra_C , конвекция не возникает. Сохраняется метастабильное состояние. Это хорошо известный факт и при моделировании установившейся конвекции он не вызывает принципиальных трудностей. Конвекция инициализируется либо заданием неоднородности начальных условий: либо температуры, либо вихря скорости [8]. Установившийся режим не зависит от произвола в выборе начальных условий. Иное дело рассмотрение динамик для системы (39)–(44), которая существенно зависит от начальных условий.

Чисто техническая трудность обусловлена слишком большими затратами машинного времени имеющихся ЭВМ для решения даже двумерной системы такого типа с достаточно подробным шагом по пространственной сетке. Нами построен эвристический алгоритм, позволивший выполнить численный эксперимент с приемлемыми затратами машинного времени.

В рассмотренных нами вариантах численного решения начальная неоднородность задавалась как тепловая неоднородность в приповерхностном слое, имитирующая тепловой эффект от падения более крупного тела. Результаты решения задачи в 2D-модели с учетом конвекции показали, что удастся проследить поднятия восходящих и погружения сопряженных нисходящих струй, формирование первичных неоднородностей планетарной структуры, которая затем могла привести к различному темпу развития больших резервуаров мантии планеты. Отбор геологически приемлемых результатов может быть произведен только на основе сопоставления динамики последующей эволюции планеты с геологически документированной историей Земли.

Установлен факт принципиальной важности: для развития конвекции и последующей дифференциации мантии на стадии аккумуляции планеты необходимо наличие начальной неоднородности либо температуры, либо плотности и т. д. Это переводит различие между моделями типа Сафронова и моделями, предполагающими катастрофическое соударение с гигантским зародышем, из качественного в чисто количественное.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 04-05-64508а.

Список литературы

1. *McKenzie D. P.* The influence of the boundary conditions and rotation on convection in the Earth's mantle // *Geophys. J.* 1968. Vol.15. P 457–500.
2. *Жарков В. Н., Трубицын В. П.* Физика планетных недр. М.: Наука. 1980.
3. *Теркот Д., Шуберт Дж.* Геодинамика. Геологические приложения физики сплошных сред. М.: Мир. 1985. Т. 1–2.
4. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Гидродинамика. М.: Наука, 1983.
5. *Стейси Ф.* Физика Земли. М.: Мир, 1972.
6. *Виноградов А. П., Ярошевский А. А., Ильин Н. П.* Физико-химическая модель разделения элементов в процессе дифференциации мантии // *Геохимия.* 1970. № 4. P 389–402.
7. *Гленсдорф П., Пригожин И.* Термодинамическая теория структуры, устойчивости и флуктуаций М.: Мир, 1973.
8. *Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М.* Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. М.: Наука, 1972.
9. *Булашевич Ю. П., Хачай Ю. В.* Конвективная устойчивость земных недр с внутренними источниками тепла // *Изв. АН СССР. Физика Земли.* 1975. № 12. С. 13–18.
10. *Хачай Ю. В.* Математическое моделирование термической эволюции и конвекции мантии Земли: Дисс. ... д-ра физ.-мат. наук. Свердловск: УрО АН СССР, 1991.
11. *Булашевич Ю. П., Хачай Ю. В.* К исследованию механизма конвекции в верхней мантии Земли // *Докл. АН СССР.* 1989. Т. 305. С. 52–56.

12. *Хачай Ю. В., Анфилов В. Н.* О проблеме начального состояния и температуры Земли. Эволюция тектонических процессов в истории Земли. Новосибирск: Изд-во СО РАН. Филиал «Гео», 2004. Т. 2. С 254—258.
13. *Сафронов В. С.* Эволюция допланетного облака и образование Земли и планет. М.: Наука, 1969.
14. *Хачай Ю. В.* Численное моделирование распределения начальной температуры в Земле: Ядерногеофизические и геотермические исследования. Свердловск: УНЦ АН СССР, 1987. С 38—44.

А. В. Хоперсков

Волгоградский государственный университет

МЕТОДЫ ДИНАМИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ГАЛАКТИК

Прямое лабораторное моделирование коллективных процессов в самогравитирующих системах представляется невозможным в любом обозримом будущем. Быстрый прогресс вычислительной техники сделал доступным численное моделирование таких явлений — появилась своеобразная экспериментальная база для физики коллективных процессов в гравитирующей среде. Практически устоявшимся термином для обозначения численного моделирования гравитирующих N тел (как, впрочем, и газодинамических систем) стало словосочетание «численный (компьютерный) эксперимент». Численный эксперимент в последние годы становится одним из основных инструментов в руках теоретиков при изучении динамики звездных систем [1]. Наблюдается буквально золотая лихорадка, характеризующаяся экспоненциальным ростом числа публикаций (рис. 1). В то же время, поскольку число нерешенных еще задач существенно больше рассмотренных, то в основе полученных результатов часто лежит небольшая серия расчетов одной группы исследователей. Как представляется, имеется необходимость повторения полученных ранее результатов, чтобы с большим доверием к ним относиться, как это и принято в экспериментальной физике.

© А. В. Хоперсков, 2005

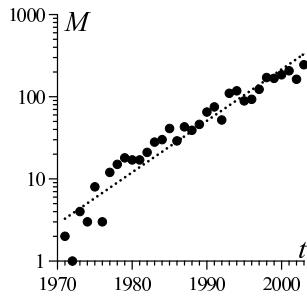


Рис. 1. Число публикаций по физике галактик и космологии, в которых полученные результаты в существенной мере основаны на моделях N -тел. Пунктирная линия соответствует закону $\propto \exp(t/7 \text{ лет})$

В настоящее время термин «моделирование» используется чрезвычайно широко в разных смыслах. Для обозначения численного решения эволюционных уравнений движения систем, как звездных, так и газовых, будем применять термин «динамическое моделирование» или просто «моделирование» в указанном смысле.

Основные методы расчета самосогласованной гравитационной силы

Ключевой проблемой моделирования галактик является необходимость учета самогравитации вещества. Большинство численных методов вычисления гравитационной силы (или потенциала) от заданного распределения массы можно условно отнести к трем основным группам.

1. В основе *прямого метода* (PP = «частица-частица») лежит учет гравитационного взаимодействия всех частиц друг с другом [2, 3]. Такой метод представляется наиболее простым для понимания и реализации и, самое главное, обеспечивает при прочих равных условиях наилучшую точность вычисления гравитационной силы, однако он требует и наибольших машинных ресурсов, поскольку каждая частица взаимодействует с каждой. Поэтому этот подход можно использовать только в качестве модели-теста, проверяя с его помощью наиболее важные принципиальные результаты.

2. *Группа методов под условным названием «частицы в сетке»* (PM = Particle-Mesh), включая различные модификации (Cloud-in-Cell, Triangular-Shaped-Cloud, P^3M). Для них характерно использование быстрого Фурье-преобразования для решения уравнения Пуассона. Алгоритмы различаются способами вычисления сил от ближних и дальних частиц [4, 3].

Конфигурационное пространство и в ряде случаев пространство скоростей разбиваются на ячейки, в которых и локализуются частицы. Непосредственно в модели PM взаимодействие частиц, находящихся внутри одной и той же ячейки, не учитывается, а взаимодействие частиц, находящихся в различных ячейках, моделируется ньютоновскими гравитационными силами, вычисляемыми, как правило, по координатам центров ячеек. Тем самым осуществляется полное «выключение» гравитационного взаимодействия на расстояниях, меньших размера ячейки (масштаб «обрезания» потенциала равен размеру ячейки). Поскольку число ячеек N_M много меньше N , получается выигрыш в скорости расчета.

Учет взаимодействия между центрами пространственных ячеек при большом числе частиц в каждой ячейке обычно осуществляется с использованием дискретного аналога теоремы о свертке и алгоритма быстрого преобразования Фурье.

Предложены модели («частица–частица–частица–сетка» = P^3M), которые отчасти соединяют в себе быстроту расчета метода PM и учет близкодействующих сил, как в моделях PP . В их основе лежит расщепление действующих между частицами сил на две части: быстро меняющуюся короткодействующую часть и медленно меняющуюся далекодействующую.

3. Предложен ряд схем (PM^2 = Particle-Multiple-Mesh [5], $NGPM$ = Nested-Grid Particle-Mesh [6]), в которых используют несколько сеток с разным шагом, причем структура сеток динамически меняется со временем с учетом перераспределения вещества в расчетной области [7]. Такой подход позволяет получать выигрыш в количестве операций. Сюда можно отнести и *иерархические* схемы, в частности, различные версии TREEcode, например, TREEcode (Top Down) [8, 9] с учетом усовершенствований [10].

Система сеток располагается в порядке подробности от наиболее мелких, где учитываются наиболее близкодействующие силы, которые учитываются достаточно точно, ко все более крупномасштабным, на которых учитываются далекодействующие силы. Другими словами, производится регуляризация подсистем на разных уровнях иерархии. Алгоритм требует порядка $N \cdot \ln N$ вычислений на каждом временном шаге интегрирования.

TREEcode (Bottom Up) отличается от TREEcode (Top Down) направлением прохода граф-дерева от ближайших частиц ко все более укрупненным блокам [10, 11]. Такой подход позволяет вести расчет с разным временным шагом Δt для различных частиц. Вы-

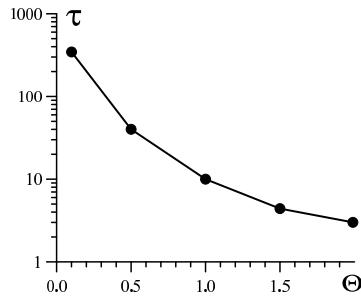


Рис. 2. Зависимость времени вычисления одного шага интегрирования τ (условные сек) от параметра Θ при прочих равных условиях

бирая для частиц, которые находятся в области больших градиентов полей, меньшие значения Δt (но кратные максимальному значению Δt^{max}), удастся повысить точность вычислений. Алгоритм TREEcode (Bottom Up) наиболее эффективен при моделировании систем, где роль парных сближений (включая тесные двойные звезды) является важной. Данный алгоритм является более сложным для реализации, но он дает возможность изучать столкновительные системы типа шаровых скоплений.

Фактически единственным свободным параметром, определяющим точность вычисления сил в методе TREEcode, является угол раствора Θ . С уменьшением Θ точность увеличивается, однако время вычисления одного шага интегрирования по времени нелинейно зависит от значения Θ (рис. 2). Проведенный анализ подтверждает вывод [12], что при изучении галактик приемлемым выбором является $\Theta \leq 0.6 \div 1$. При моделировании крупномасштабных структур можно принять $\Theta = 1$, в случае рассмотрения сильно неоднородных на малых масштабах распределений (например, двойных баров) необходимо задавать $\Theta = 0.5$.

Дальнейшим развитием TREEcode можно считать *FMM* (=Fast Multipole Method) алгоритмы, в которых используются разные мультипольные разложения поля для далеких и близких областей [13, 10]. Потенциал в заданной точке берется в виде ряда мультипольного разложения, что более экономно по сравнению с вычислением силы с заданной точностью. Увеличивая число членов в разложении, можно получать сколько угодно точные решения в ущерб, разумеется, времени вычислений.

Предложены алгоритмы, объединяющие TREEcode и *PM*-схемы [14], что позволяет уменьшить время расчета за счет точности, однако эти методы недостаточно апробированы.

Одной из важнейших проблем моделей N -тел в приложении к динамике галактик является влияние шума из-за малости числа частиц по сравнению числом звезд. Стандартным способом уменьшения шума и обеспечение бесстолкновительности является «обрезание» ньютоновского потенциала на малых расстояниях [15, 16, 17]. Для снижения роли шума начинают развиваться специальные методы Wavelets, позволяющие существенно ослабить этот эффект [18].

При построении динамических моделей желательно использовать различные алгоритмы вычисления гравитационного потенциала. Для моделирования галактик основным рабочим методом можно считать TREEcode (Top Down). Но на всех этапах работы необходимо проводить тестовые расчеты по PP -алгоритму, подтверждая все наиболее существенные результаты, как минимум, двумя методами, которые основаны на различных подходах.

Бесстолкновительность звездной компоненты

Динамическая модель должна адекватно описывать ньютоновское взаимодействие между частицами и обеспечивать *бесстолкновительность* диска. Последнее свойство достигается модификацией гравитационной силы на малых расстояниях, для чего вводится радиус обрезания потенциала r_c между любыми двумя взаимодействующими частицами i и j . Вопрос об оптимальном выборе радиуса обрезания и числа частиц неоднократно обсуждался в литературе (см., например, [16, 15, 19, 20] и ссылки в этих работах). Следует подчеркнуть, что обрезание потенциала — единственная возможность обеспечить бесстолкновительность моделей галактик в рамках задачи N -тел. И если даже величина r_c не фигурирует явно в численной схеме, как в случае PM (распространена точка зрения, что метод не содержит радиуса обрезания), она присутствует неявно — ее роль играет характерный размер ячейки.

Простая модель Пламмера для потенциала

$$\Phi_{ij} = -G \frac{m_i m_j}{\sqrt{r_{ij}^2 + r_c^2}}, \quad (1)$$

где r_{ij} — расстояние между двумя частицами; r_c — радиус обрезания, решает проблему обеспечения бесстолкновительности (рис. 1). Использование сплайн-ядра для смягчения силы тяготения дает преимущество по сравнению с (1), поскольку вне заданного радиуса

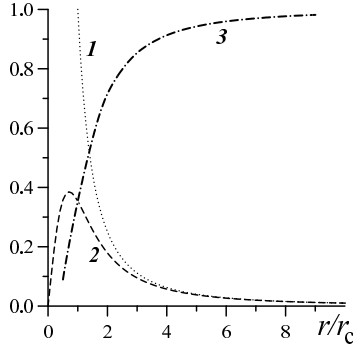


Рис. 3. Радиальная зависимость гравитационной силы без обрезания (линия 1) и с обрезанием по формуле (1) (линия 2). Показано также отношение этих функций (линия 3). Сила приведена в условных единицах

($r > 2r_c$) сила в этом случае в точности совпадает с ньютоновской [21]. При фиксированном числе частиц N всегда можно выбрать значение r_c , обеспечивающее бесстолкновительность модели. Но для уменьшения погрешности, связанной с изменением потенциала взаимодействия между частицами на малых расстояниях, их число должно быть достаточно велико. Тестовые расчеты показали, что для изучения возмущений в плоскости диска достаточно ограничиться (1). При рассмотрении изгибных движений предпочтительнее использовать сплайн-ядро.

Отличительной особенностью звездных *бесстолкновительных* дисков является *анизотропия* дисперсий скоростей звезд: $c_r \neq c_\varphi \neq c_z$, причем $c_r > c_\varphi > c_z$. Дисперсии компонент остаточных скоростей звезд $c_{r, \varphi, z}$ малы по сравнению со скоростью вращения звезд диска V , кроме центральных областей $r \leq L$, где возможно $c_r > V$ (в самом центре ($r \ll L$) всегда $c_r \gg V$). Поэтому при осесимметричном распределении вещества справедливо *эпициклическое* приближение, когда равновесие диска в радиальном направлении обусловлено прежде всего балансом центробежной и гравитационной сил с точностью до слагаемых $\sim (c_r/V)^2$. При вращении частиц на радиусе r с учетом эпициклического движения имеем связь между c_φ и c_r :

$$c_r = \frac{2\Omega}{\kappa} \cdot c_\varphi \quad \text{или} \quad Q_c \equiv \frac{\kappa(r)}{2\Omega(r)} \frac{c_r(r)}{c_\varphi(r)} = 1, \quad (2)$$

где $\kappa = 2\Omega\sqrt{1 + r d\Omega/2\Omega dr}$ — эпициклическая частота. Следует подчеркнуть, что в динамических моделях условие (2) выполняется для угловой скорости вращения частиц $\Omega = V/r$, а не для круговой ско-

рости

$$V_c(r) \equiv \sqrt{r \left(\frac{\partial \Phi}{\partial r} \right) \Big|_{z=0}}, \quad (3)$$

где Φ — суммарный гравитационный потенциал. Выполнение $Q_c = 1$ является необходимым условием бесстолкновительности динамических моделей [22, 23].

Звездно-газовые системы

При построении моделей дисковых галактик поздних морфологических типов желательно учитывать газовую компоненту. Описание последней основано на уравнениях газодинамики. Газовые галактические диски всегда являются холодными в том смысле, что скорость звука c_s существенно меньше дисперсии радиальных скоростей в звездной компоненте c_r . Это требует для построения сколь угодно реалистичных моделей учет охлаждения газа либо в простейшем случае считать газ политропным $p/\varrho^n = \text{const}$. В более сложных моделях радиационные потери в уравнении на энергию Q^- принято определять через функцию охлаждения Λ :

$$Q^- = k \Lambda \varrho^2, \quad (4)$$

где Λ зависит от многих факторов, однако при $c_{s1} \simeq 1$ км/с можно принять $\Lambda = 0$, а при $c_{s2} \geq 10$ км/с охлаждение оказывается столь значительным, что c_s не превышает c_{s2} . Коэффициент заполнения объема газом $k < 1$ (filling factor) эффективно учитывает многофазность среды в рамках простой однофазной модели.

Автор выражает благодарность за поддержку РФФИ (грант 04-02-16518, 04-02-96500) и ФЦНТП (№ 40.022.1.1.1101 от 01.02.02).

Список литературы

1. Морозов А. Г., Хоперсков А. В. Физика дисков. Волгоград: Изд-во ВолГУ, 2005. <http://www.astronet.ru:8101/db/msg/1169400>
2. Ostriker J. P., Peebles P. J. E. A numerical study of the stability of flattened galaxies: or can cold galaxies survive? // Ap. J. 1973. Vol. 186. P. 467.
3. Хокни Р., Иствуд Дж. Численное моделирование методом частиц. М.: Мир, 1987.

4. *Miller R. H., Prendergast K. H., Quirk W. J.* Numerical experiments on spiral structure // *Ap. J.* 1970. Vol. 161. P. 903.
5. *Gelato S., Chernoff D. F., Wasserman I.* An adaptive hierarchical particle-mesh code with isolated boundary conditions // *Ibid.* 1997. Vol. 480. P. 115.
6. *Splinter R. J.* A nested-grid particle-mesh code for high-resolution simulations of gravitational instability in cosmology. *MNRAS.* 1996. Vol. 281. P. 281.
7. *Melott A. L., Shandarin S. F., Splinter R. J. et al.* Demonstrating discreteness and collision error in cosmological N-body simulations of dark matter gravitational clustering // *Ap. J.* 1997. Vol. 479. P. 79L.
8. *Barnes J., Hut P.* A Hierarchical $O(N \log N)$ Force-Calculation Algorithm // *Nature.* 1986. Vol. 324. P. 446.
9. *Barnes J. E., Hut P.* Error analysis of a tree code // *Ap. J. Suppl.* 1989. Vol. 70. P. 389.
10. *McMillan S. L. W., Aarseth S. J.* An $O(N \log N)$ integration scheme for collisional stellar Systems // *Ap. J.* 1993. Vol. 414. P. 200.
11. *Jernigan J. C., Porter D. H.* A tree code with logarithmic reduction of force terms, hierarchical regularization of all variables, and explicit accuracy controls // *Ibid.* 1989. Vol. 71. P. 871.
12. *Herquist L., Katz N.* TreeSPH: a unification of SPH with the hierarchical TREE method // *ApJ. Suppl.* 1989. Vol. 70. P. 419.
13. *Greengard L.* The numerical solution of the N-body problem // *Computers in physics.* 1990. № 3—4. P. 142.
14. *Dutta S.N.* Substructure in clusters of galaxies and the value of Ω // *MNRAS.* 1995. Vol. 276. P. 1109.
15. *Romeo A. B.* Modelling gravity in N-body simulations of disc galaxies. Optimal types of softening for given dynamical requirements // *Astron. Astrophys.* 1998. Vol. 335. P. 922.
16. *Romeo A. B.* How faithful are N-body simulations of disc galaxies? // *Ibid.* 1994. Vol. 286. P. 799.
17. *Dehnen W.* Towards optimal softening in three-dimensional N-body codes – I. Minimizing the force error // *MNRAS.* 2001. Vol. 324. P. 273.

18. *Romeo A. B., Horellou C., Bergh J.* N-body simulations with two-orders-of-magnitude higher performance using wavelets // *Ibid.* 2003. Vol. 342. P. 337.
19. *Sommer-Larsen J., Vedel H., Hellsten U.* On the global structure of self-gravitating discs for softened gravity // *Ibid.* 1988. Vol. 294. P. 485.
20. *Athanassoula E., Fady E., Lambert J. C., Bosma A.* Optimal softening for force calculations in collisionless N-body simulations // *Ibid.* 2000. Vol. 314. P. 475.
21. *Lewis G. F., Babul A., Katz N. et al.* The effects of gasdynamics, cooling, star formation, and numerical resolution in simulations of cluster formation // *Ap. J.* 2000. Vol. 536. P. 623.
22. *Хоперсков А. В., Тюрина Н. В.* Динамическая модель Галактики // *Астрон. журн.* 2003. Т. 80. С. 483.
23. *Хоперсков А. В., Засов А. В., Тюрина Н. В.* Минимальная дисперсия скоростей в устойчивых звездных дисках. Численные эксперименты // *Там же.* 2003. Т. 80. С. 387.

Б. М. Шустов

Институт астрономии РАН

СКРЫТАЯ МАССА ВО ВСЕЛЕННОЙ И В ГАЛАКТИКЕ

Человеку свойственно с большим доверием относиться к тому, что красиво. Даже люди, для которых критический анализ является одним из главных профессиональных принципов, подвержены этому сдвигу. Я, конечно, имею в виду ученых и, в частности, астрономов, для которых критичность и самокритичность особенно важны, поскольку почти единственной формой эксперимента в астрономии является проведение наблюдений, как правило весьма неполных и подверженных всевозможным эффектам селекции. Идея скрытой массы, состоящая в том, что мы живем во Вселенной, в которой доминирует ненаблюдаемая нами материя, природа которой по большей части неясна и, может быть, весьма необычна, конечно же красива

и большинством астрономов воспринимается как нечто не очень понятное, но бесспорно установленное. В этой лекции рассказывается о состоянии проблемы и о наметившемся в последние годы изменении в устоявшейся парадигме скрытой массы, по крайней мере на масштабах Галактики и галактических окрестностей.

Наблюдательные свидетельства существования скрытой массы

Наиболее убедительными свидетельствами существования скрытой массы считаются:

1. наблюдения скоплений галактик (кинематика и оценка массы светящегося компонента);
2. кривые вращения (дисковых) галактик;
3. наблюдения рентгеновского излучения (скоплений) галактик;
4. эксперименты по микролинзированию.

К первой группе относятся знаменитые исследования Цвикки, опубликованные еще в 30-х гг. XX в. В работе [1] Цвикки применил вириальное соотношение к галактикам (рассматриваемым как пробные частицы), в скоплении Сомы. Расчеты привели Цвикки к заключению, что средняя масса частицы (галактики) составляет $5 \times 10^{10} M_{\text{sun}}$, в то время как наблюдательные оценки средней светимости дали лишь $9 \times 10^7 L_{\text{sun}}$ (здесь M_{sun} и L_{sun} — масса и светимость Солнца). Из этого был сделан вывод, что такие галактики чересчур массивны для систем, состоящих из звезд типа Солнца, и что, возможно, в них присутствует некий массивный компонент, который не светится, т. е. «темный». Так было введено понятие темного вещества («dark matter»). В это понятие Цвикки вкладывал не совсем тот же смысл, какой вкладывается в наши дни. Сейчас термином «темное вещество» обозначают только носитель скрытой массы небарионной природы, а ненаблюдаемое барионное вещество называют «темным барионным веществом». В этой же работе Цвикки также указал на перспективность метода наблюдения гравитационных линз и на то, что кривые вращения индивидуальных галактик $v(r)$ можно использовать для анализа распределения массы в этих системах.

Построенные на основе доплеровских наблюдений звезд и зон НП кривые вращения галактик, точнее их центральных частей, в целом соответствовали распределению массы светящегося вещества. Однако открытие огромных, состоящих из нейтрального водорода дисков

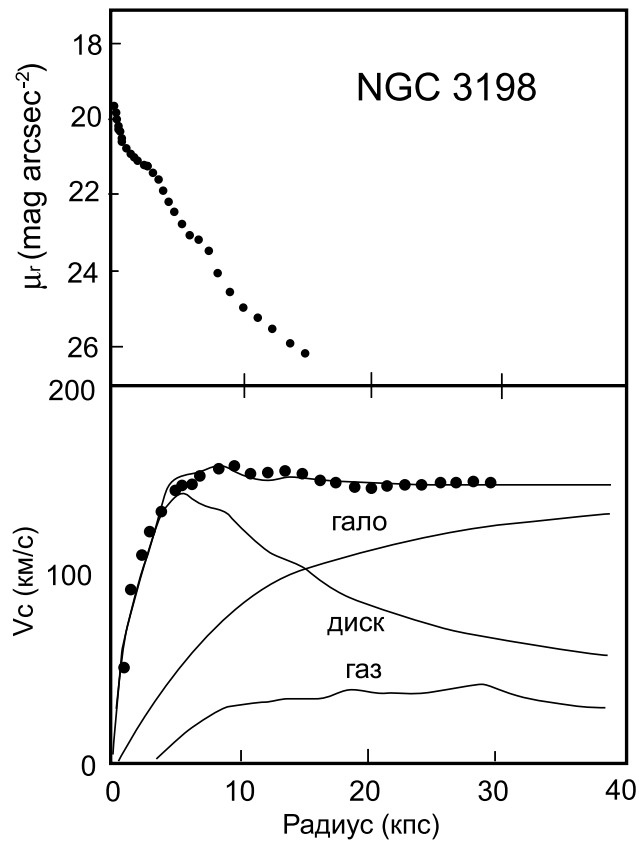


Рис. 1. Кривая вращения галактики NGC 3198, полученная по наблюдениям HI на 21 см (нижняя панель). Она разложена на три составляющие: диск — ожидаемая кривая вращения модели галактики, у которой распределение поверхностной плотности по радиусу соответствует (пропорционально) распределению поверхностной яркости (верхняя панель); газ — вклад газового компонента; гало — вклад ненаблюдаемого компонента — темного гало

вокруг оптически наблюдаемых спиральных галактик, увеличивающих размеры этих галактик в несколько раз, сильно изменило наши представления о распределении массы в галактиках (см., например, [2]). Оказалось, что на большом протяжении линейная скорость вра-

щения остается постоянной. На рис. 1 показана кривая вращения галактики NGC 3198 [2]. Кривая вращения, полученная по наблюдениям HI на 21 см (нижняя панель), разложена на три составляющие. Кривая, помеченная как *диск*, — ожидаемая кривая вращения модели галактики, у которой распределение поверхностной плотности по радиусу соответствует (пропорционально) распределению поверхностной яркости. В этом анализе константа пропорциональности (т. е. отношение масса/светимость — M/L) выбрана максимальной. Единственное условие — скорости вращения должны быть не выше наблюдаемых. Газ в галактике также дает свой вклад в кривую вращения (компонент *газ*). Видно, что совместный вклад газа и звезд недостаточен для объяснения наблюдений кривой вращения. Приходится добавлять компонент (*гало*), состоящий из ненаблюдаемого темного вещества. На больших расстояниях от центра галактики вклад этого гало (иногда используют название «темное гало» — dark halo) является доминирующим. Из описания процедуры разложения следует, что масса определенного таким образом гало является минимальной. При уменьшении M/L гало должно быть более массивным.

Для декомпозиции, как это сделано на рис. 1, темное гало часто рассматривают как сферическую систему с радиальным распределением плотности по радиусу галактики в виде $\rho(r) = \rho(0)/(1 + r^2/a^2)$, где $\rho(0)$ — центральная плотность; a — шкала расстояний. Именно такое распределение дает плоскую кривую вращения на больших радиусах. Сферичность — это первое приближение, как мы увидим ниже, ряд авторов делают вывод о несферичности темного гало.

Такая ситуация, т. е. существование массивного гало, характерна практически для всех спиральных галактик, для которых удалось пронаблюдать периферийные области (состоящие из нейтрального водорода). Похожая картина наблюдается и для карликовых неправильных галактик и галактик с низкой поверхностной яркостью [3], хотя для последних степень концентрации темного вещества к центру может быть меньшей, чем отмечено в предыдущем абзаце.

Более затруднено изучение распределения скрытой массы в эллиптических галактиках. Как отмечает Меррифильд [4], это вызвано тем обстоятельством, что обширные газовые диски вокруг таких галактик не наблюдаются, поэтому непросто проследить кривую вращения на больших расстояниях от центра галактики. Меррифильд также сообщает о разработке и применении специального инструмента — Спектрографа Планетарных Туманностей (Planetary Nebula Spectrograph), с помощью которого можно обнаруживать и изучать

кинематику планетарных туманностей во внешних областях галактик. Первые результаты показывают, что случайные скорости планетарных туманностей ведут себя не так как ожидалось по аналогии с кинематикой вещества на периферии спиральных галактик. Они не выходят на постоянный уровень, а существенно уменьшаются, так что у эллиптических галактик темное гало если и есть, то очень разреженное и обширное.

Для наиболее крупных эллиптических галактик хорошим инструментом для изучения скрытой массы считаются наблюдения горячего газа, излучающего в рентгеновском диапазоне [5]. Поскольку эти горячие газовые гало должны быть близки к гидростатическому равновесию, измерение распределений плотности и температуры по рентгеновским изображениям и спектрам дает возможность оценивать полное распределение массы. Как показывают результаты работ многих исследователей (см., например, обзор в [6]), во внутренних областях гигантских эллиптических галактик на расстояниях $R < R_e$, где R_e — эффективный радиус, доминирует обычное вещество, а темная материя составляет не более 20 %, но при $R \gg R_e$ доминирует уже темная материя.

Еще одним способом обнаружения темной материи являются наблюдения событий микролинзирования. Например, Шильд [7] приводит ряд примеров регистрации событий микролинзирования квазаров и заключает, в частности, что наиболее вероятным объяснением является существование космологического населения объектов массами порядка планетных в галактиках-линзах.

Природа скрытого вещества неизвестна. Для ее объяснения выдвигались и выдвигаются весьма разнообразные гипотезы. Обсуждается очень широкий набор возможностей для объяснения физической природы носителей темного вещества — от элементарных частиц до звезд-карликов и черных дыр. Массы кандидатов на эту роль различаются более чем на 70 порядков величин! Более того, современные космологические модели приводят к представлению о том, что большая часть скрытой массы состоит из так называемого «темного вещества», природа которого необычна и резко отличается от привычного нам барионного вещества.

Темное вещество

Современные данные наблюдений флуктуаций температуры микроволнового фона, обзоров галактик на больших z (где z — космологический фактор), исследований межгалактической среды по линиям квазаров и удаленных сверхновых типа Ia позволили определить космологические параметры с очень высокой точностью (см., например, [8, 9]). Вклад различных компонентов Вселенной обычно описывается на языке плотности вещества-энергии «омега», так, для общей плотности Вселенной $\Omega = \rho/\rho_{\text{crit}}$, где $\rho_{\text{crit}} = 3H_0/8\pi G = h^2 \times 1.88 \times 10^{-29} \text{ г/см}^3$ — критическая плотность, а константа Хаббла H_0 представлена в виде $H_0 = h \times 100 / \text{Mpc}^{-1}$. Согласно последним данным, Вселенная представляется плоской, $\Omega = 1.02 \pm 0.02$. Основными составляющими являются $\Omega_\lambda = 0.70 \pm 0.03$ — плотность так называемой темной энергии, $\Omega_m = 0.27 \pm 0.07$ — плотность небарионного темного вещества и $\Omega_B = 0.044 \pm 0.01$ — плотность барионного вещества. Для постоянной Хаббла можно считать общепринятой оценкой $h = 0.72 \pm 0.05$.

Для критически, т. е. правильно настроенного исследователя главный вопрос — насколько значения этих величин (их ошибок определения) можно считать модельно независимыми? Силк [9] подчеркивает, что полученные точности оценок сделаны при некоторых довольно жестких априорных допущениях. В частности, первичные флуктуации плотности считались гауссовыми, адиабатическими и пространственно-инвариантными. Если допустить 30 %-ю примесь изокриватурных (isocurvature) флуктуаций, то ошибки определения космологических параметров по наблюдениям микроволнового фона увеличатся на порядок. Другое важное априорное допущение — неизменность постоянной тонкой структуры. Если этого допущения не придерживаться, то появляются дополнительные степени свободы, особенно в определении барионной плотности.

Итак, большую часть гравитирующего вещества во Вселенной составляет темное вещество, основными характеристиками которого являются:

Бездиссипативность. Темное вещество не светится (и не поглощает), так что частицы темного вещества могут иметь лишь весьма слабые электромагнитные взаимодействия.

Бесстолкновительность. По-видимому, форма темных гало вокруг галактик несферична, но если бы частицы были столкновительными, то гало, по оценкам, должны были сферизоваться.

Вещество должно быть холодным. Наилучшим образом свойства галактик, начиная от процесса их образования, объясняет именно холодное темное вещество (CDM — Cold Dark Matter). Только CDM стыкуется с мелкомасштабностью наблюдаемых структур (т. е. галактик).

Частицы темного вещества должны быть нерелятивистскими в эпоху равновесия «вещество—излучение», когда температура Вселенной была ~ 1 эВ, следовательно, из условия теплового равновесия, масса частиц должна быть не менее 1 КэВ [11].

Текучесть. Частицы должны быть достаточно мелкими, чтобы их флуктуационное воздействие не было существенным. Скажем, для частиц массой $10^6 M_{\text{sun}}$ и более гравитационные воздействия от столь массивных тел должны разрушать шаровые скопления. Поэтому верхний предел массы $\sim 10^3 - 10^4 M_{\text{sun}}$ (т. е. $10^{70} - 10^{71}$ эВ) [10, 11, 12].

Предложено не менее 10 типов частиц-кандидатов, удовлетворяющих этим (и другим, не перечисленным выше) требованиям. Обзор этих вариантов можно найти в [9].

Ведутся очень интенсивные экспериментальные работы по обнаружению таких частиц. Пока надежных положительных результатов не получено. Мы в этом обзоре остановимся главным образом на барионной составляющей скрытой массы, т. е. на «барионном темном веществе».

Барионное вещество

Итак, общая плотность барионного вещества Ω_b оценивается примерно в 4 %. Оценка Ω_b для выбранной космологической модели может быть сделана по измерениям содержания первичного дейтерия D/H. Стандартные модели нуклеосинтеза совместно с современными наблюдениями дейтерия и дают оценки ~ 4 %. Поскольку часть барионов сконцентрировалась в галактики, оценка 4 % является верхней для определения плотности межгалактического вещества. Очень важно, что даже из этого небольшого относительного количества наблюдается лишь небольшая доля. Carr [13] оценил по распределению плотности светимости галактик $((1.7 \pm 0.6) \times 10^8 L_{\text{sun}}/\text{Мпк в полосе V})$ распределение светящейся массы и получил, что $\Omega_{\text{lum}} b = 0.002 - 0.006$, где Ω_{lum} — плотность светящегося, т. е. наблюдаемого вещества во Вселенной. Это означает, что из общего количества барионов мы наблюдаем лишь, возможно, малую (10 — 30 %) часть.

Где же скрыто остальное вещество? В ответ на этот вопрос наиболее часто предлагаются различные формы ненаблюдаемых звезд малой массы, тел с массами порядка планетных или кометных, небольшие газовые облачка и т. д.

Носители скрытой массы в Галактике и в галактических окрестностях

Темное вещество в галактике и в ее окрестностях было предметом многих исследований. По их результатам опубликованы тысячи научных работ. В целом можно суммировать так.

Ни в тонком, ни в толстом дисках, ни в балдже (центральном уплотнении) гравитационные проявления темного вещества не являются заметными. Темное вещество находится в обширном гало с характерной линейной шкалой ~ 200 Кпк [14]. Масса гало, как это следует из анализа кривой вращения Галактики и анализа движения шаровых скоплений, составляет $\sim 2 \times 10^{12} M_{\text{sun}}$ [14] и в любом случае не превышает $6 \times 10^{12} M_{\text{sun}}$. Нижний предел массы гало оценивается как $1.4 \times 10^{12} M_{\text{sun}}$. Аналогичную оценку нижнего предела дает метод, предложенный Каном и Волчером еще в 1959 г. [15]. Суть его состоит в анализе кинематики движений, а по существу, гравитационных воздействий нашей Галактики и галактики М31 (они являются наиболее крупными и массивными членами Местной группы) друг на друга.

Скрытая масса в гало составляет подавляющую долю общей массы Галактики. В целом масса гало в ~ 10 раз превосходит массу Галактики. В соответствии с космологическими теориями обычно считают, что барионного вещества в гало мало и большую часть массы гало объясняют присутствием темного вещества небарионной природы.

Весьма важным вопросом остается выяснение параметров распределения темного вещества. Согласно результатам моделирования образования и эволюции (скоплений) галактик наиболее важным процессом, предшествующим образованию протогалактик, является рост изначальных флуктуаций распределения плотности, обусловленной главным образом существованием темного вещества. Процесс роста флуктуаций описывается как скучивание (кластеризация) темного вещества. Кластеризация приводит к образованию ячеистой структуры со сгущениями в узлах. Эти сгущения называются гало темной материи (dark matter halo или просто dark halo). Они мас-

сивные ($> 10^{14} M_{\text{sun}}$) и гравитационно управляют структуризацией барионного вещества (газа), скопившегося во внутренних областях гало темного вещества (на дне потенциальной ямы). Из этого газа и образуются впоследствии скопления галактик. Парадигма CDM в целом хорошо согласуется с представленной картиной и по линейной, и по временной шкале. Согласно результатам численного моделирования в CDM-моделях темное вещество концентрируется к центру с показателем γ в выражении $\rho \sim r^{-\gamma}$ от 1 до 1.5 в центральных областях и более круто ($\gamma = 3$) на периферии гало. Из анализа кривых вращения галактик при плоской кривой вращения $\gamma = 2$.

Согласно результатам моделирования гало не обязательно сферичны. Их характерная сплюснутость (отношение малой и большой осей) ~ 0.5 . Из наблюдений сплюснутость определить трудно. Это делается на основе анализа распределения горячего рентгеновского газа в эллиптических галактиках, анализа орбит захваченных галактиками маломассивных спутников и определения толщины газового диска [4].

Моделирование образования и эволюции галактик в CDM-моделях выявило и ряд проблем. Прежде всего это слишком концентрированное к центру распределение темного вещества. В целом же данные наблюдений кинематики вещества во внутренних областях Галактики не требуют введения какой-то значительной дополнительной массы в центрах галактик. Еще более важным является то что, согласно численным эволюционным сценариям, темное гало образуется путем слияния множества субгало. При этом трудно получить простое и гладкое распределение плотности. Наблюдаемое же число карликовых галактик, которые должны «отслеживать» эти субгало, в окрестностях Галактики на несколько порядков ниже предсказываемого.

Где искать темное барионное вещество

Как мы видели, только небольшая часть барионного вещества была доступна наблюдателям до последнего времени. И, естественно, исследователей будоражит вопрос: где и в какой форме существует темное барионное вещество?

Согласно работам ряда авторов (см., например, [16]) барионное вещество во Вселенной может быть разделено на четыре фазы в соответствии с плотностью и температурой.

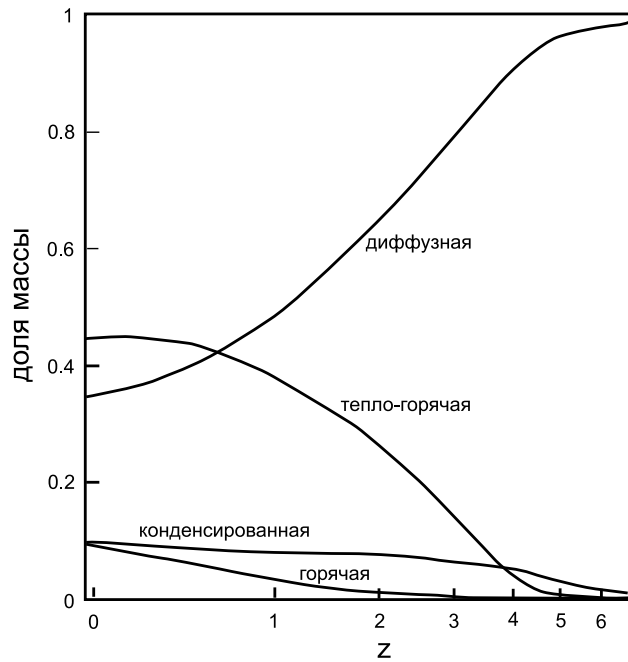


Рис. 2. Изменение относительной доли по массе различных фаз барионного вещества в процессе эволюции Вселенной (зависимость от космологического фактора z). На всех стадиях эволюции доминируют труднообнаружимые диффузная и тепло-горячая фазы

Конденсированная фаза — звезды и холодный газ в галактиках. Это хорошо обнаруживаемая фаза.

Горячая фаза — газ в скоплениях галактик. Наблюдается по рентгеновскому излучению $T > 10^7 \text{K}$.

Диффузная фаза — большинство структур, наблюдающихся в L_α -линиях поглощения в спектрах далеких квазаров.

Тепло-горячая (warm-hot) фаза — газ, нагретый ударными процессами до температур $10^5 \leq T \leq 10^7 \text{K}$. Этот газ трудно обнаружить по линиям поглощения вследствие высокой степени ионизации и из-за малой интенсивности излучения вследствие низкой плотности.

Относительная доля этих компонентов менялась в ходе эволюции Вселенной (рис. 2). Согласно этим данным значительная доля темного барионного вещества может быть обнаружена именно в фазах 3 и 4.

Наблюдения L_α -поглощающих систем (диффузная фаза) приносят интересные результаты. С вводом в строй более мощных телескопов становится возможным наблюдать спектр масс таких структур и, следовательно, уточнить вклад этого компонента в барионную плотность. Более того, последние результаты Стоука и др. [17] показывают, что много барионов может находиться в пустотах, т. е. не быть связанными с галактиками. Стоук и др. акцентируют внимание на будущих возможностях спектроскопии высокого разрешения в УФ-диапазоне с тем, чтобы уточнить массу барионного компонента Вселенной и его химический состав.

Еще одним прекрасным подтверждением больших перспектив поиска барионов в межгалактической среде служит обнаружение в окрестностях Галактики большого числа поглощающих облаков по наблюдениям в дальнем ультрафиолетовом участке спектра линий поглощения OVI. С помощью космического аппарата FUSE были получены спектры 100 квазаров, в которых обнаружены линии OVI, ассоциируемые с объектами (облаками) в фазе 4. Более 80 % обнаруженных облаков не ассоциированы с высокоскоростными HI-облаками в нашей Галактике и, следовательно, являются структурами тепло-горячей фазы межгалактической среды. Такие облака заполняют галактическую корону и пространство, занимаемое Местной группой галактик. Полная масса барионов в этих облаках оценивается при относительном содержании кислорода 0.1 от солнечного в $\sim 10^{12} M_{\text{sun}}$. Этого достаточно, чтобы обеспечить гравитационную связанность Местной группы и объяснить скрытую массу в гало нашей Галактики!

Таким образом, наблюдения с помощью относительно небольшого космического телескопа FUSE привели к удивительному результату, противоречащему сложившимся представлениям. Оказывается, можно объяснить скрытую массу или значительную ее долю присутствием плохо обнаружимых, но весьма распространенных компонентов барионной составляющей Вселенной — тепло-горячей и диффузной! Эта проблема требует дополнительных исследований. Создаваемая сейчас под руководством России международная «Всемирная Космическая Обсерватория» с телескопом диаметром 170 см. [18] — наиболее эффективный инструмент для решения этой проблемы.

Список литературы

1. *Zwicky F.* On the Masses of Nebulae and of Clusters of Nebulae // *Astrophys. J.* 1937. Vol. 86. P. 217.
2. *Freeman K.* Dark Matter in Galaxies // *Encyclopedia of Astronomy and Astrophysics* 2000 <http://eaa.iop.org/>
3. *De Blok W. J. F., Bosma A.* High-resolution rotation curves of low surface brightness galaxies // *Astron. Astrophys.* 2002. Vol. 385. P. 816.
4. *Merrifield M. R.* Dark Matter on Galactic Scales (or the Lack Thereof) // eprint arXiv: astro-ph/0412059
5. *Loewenstein M.* Prevalence and Properties of Dark Matter in Elliptical Galaxies // *Astrophys. J.* 1999. Vol. 518. P. 50.
6. *Kochanek C. S.* Where Does The dark Matter Begin? // eprint arXiv: astro-ph/0412089
7. *Schild R. S.* The Detection and Nature of the Baryonic Dark Matter // eprint arXiv: astro-ph/0406491
8. *Shustov B.* Galaxies and the intergalactic medium: evolutionary interrelations // *Odessa Astron. Publ.* 2002. Vol. 15.
9. *Silk J.* Dark Matter and Galaxy Formation: Challenges for the Next Decade // eprint arXiv: astro-ph/0412297
10. *Moore B.* An upper limit to the mass of black holes in the halo of the galaxy // *Astrophys. J.* 1993. Vol. 413. P. L93.
11. *Afshordi N., McDonald P., Spergel D. N.* Primordial Black Holes as Dark Matter: The Power Spectrum and Evaporation of Early Structures // *Ibid.* 2003. Vol. 594. P. L71.
12. *Afonso C. et al.* Limits on Galactic dark matter with 5 years of EROS SMC data // *Astron. Astrophys.* 2003. Vol. 400. P. 951.
13. *Carr B.* Baryonic Dark Matter // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 1994. Vol. 32. P. 531.
14. *Wilkinson M. Evans N.* The present and future mass of the Milky Way halo // *MNRAS.* 1999. Vol. 310. P. 645.
15. *Kahn F., Woltier L.* Intergalactic Matter and the Galaxy // *Astrophys. J.* 1959. Vol. 130. P. 705.
16. *Nicastro F. et al.* The far-ultraviolet signature of the 'missing' baryons in the Local Group of galaxies // *Nature.* 2003. Vol. 421. P. 719.

17. *Stocke J. T., Shull J. M., Penton S. V.* The Baryon Content of the Local Intergalactic Medium // eprint arXiv: astro-ph/0407352
18. *Шустов Б. М.* // Физика космоса: Тр 33-й Международ. студ. науч. конф., Екатеринбург, 3–7 февр. 2003 г.: Изд-во Урал. ун-та, 2003. С. 196.

R. Szczerba

Nicolaus Astronomical Center, Poland

STELLAR ASTRO-PHYSICS(-CHEMISTRY) WITH HETORYDYNE INSTRUMENT ON THE BOARD OF HERSCHEL SPACE OBSERVATORY

Submillimeter range of wavelengths has not been yet used extensively to investigate the Universe. Due to telluric absorption ground observations in this spectral window are (almost) impossible. Therefore European Space Agency is preparing the Space Mission (Herschel Space Observatory), which will be launched in 2007 to cover this unexploited range of wavelengths. The mission will have three instruments. One of them (HIFI — Heterodyne Instrument for FarInfrared) will use the radio techniques for observations in the submillimetre range. HIFI will be superior for studies of water which plays a dominant role in the energy balance as well as the chemical evolution of a wide variety of objects. The very high spectral resolution ($R \sim 10^7$) permitted by heterodyne instruments is essential to overcome spectral confusion and line blending and makes HIFI perfectly suited for studying dynamically evolving regions. In my talk I will cover the guaranteed time observations of the late stages of stellar evolution with HIFI. Poland is involved in building HIFI and 3 % of the total guaranteed time has been allocated for us.

Тезисы студенческих докладов

В. Е. Бабичева

Московский физико-технический институт

О ВОЗМОЖНОСТИ ДЕТЕКТИРОВАНИЯ ВЫСОКОЭНЕРГИЧНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ, СВЯЗАННОГО С ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЧАСТИЦ С МАГНИТОСФЕРОЙ КОМПАЬОНА В ДВОЙНОЙ СИСТЕМЕ РАДИОПУЛЬСАРОВ

На примере двойного радиопульсара PSR J0737-3039 проведен анализ взаимодействия релятивистских частиц с излучением и магнитным полем второго пульсара. Показано, что результат взаимодействия даже самых энергетичных электронов (лоренц-фактор порядка 10^7) с фотонами различных диапазонов, испущенных вторым компаньоном, не дает заметного вклада в уходящее излучение. С другой стороны, плотность энергии магнитного поля одного из компаньонов оказывается достаточно большим для захвата частиц. В результате вся энергия электронов (позитронов), попавших в сильное магнитное поле компаньона, должно быть излучена за счет синхротронных потерь. Обсуждается возможность регистрации этого излучения с помощью спутников, а также наземными обсерваториями.

ВЛИЯНИЕ ЭФФЕКТА СЕЛЕКЦИИ НА НАБЛЮДАЕМЫЕ СТАТИСТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ВНЕСОЛНЕЧНЫХ ПЛАНЕТ

К настоящему времени (30 декабря 2004 г.) известно 119 экзопланетных систем, из которых подавляющее большинство (111) открыты на основе исследования кривых лучевых скоростей центральной звезды [1]. При таком методе обнаружения получаемые распределения различных характеристик внесолнечных планет сильно искажены наблюдательной селекцией. Эффект селекции проявляется в трех основных вариантах.

1. Открываются только планеты, дающие достаточно большую амплитуду колебаний лучевой скорости звезды.
2. Чтобы планета могла быть обнаружена, необходимо проследить всю кривую на длительном промежутке времени порядка периода обращения планеты.
3. В данном методе не определяются отдельно наклон орбиты планеты к картинной плоскости i и масса планеты m , а только их комбинация $m \sin i$.

Как теоретически, так и на основе реальной выборки открытых внесолнечных планет исследуется влияние этих, а также более тонких эффектов селекции. Рассматриваются распределения периодов, масс и больших полуосей орбит планет. Для выявления особенностей этих распределений используются методы вейвлет-анализа.

Список литературы

1. *Jean Schneider* The Extrasolar Planets Encyclopaedia.
<http://www.obspm.fr/encycl/encycl.html>

ВОЗМОЖНАЯ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ МЕТАЛЛИЧНОСТЕЙ КРАСНЫХ ГИГАНТОВ ОКРЕСТНОСТЕЙ СОЛНЦА

В процессе звездной эволюции часть водорода перерабатывается в более тяжелые элементы и на поздних стадиях звездной эволюции выбрасывается в межзвездное пространство, обогащая межзвездную среду тяжелыми элементами. Таким образом происходит постепенное увеличение содержания тяжелых элементов в межзвездной среде, а значит и во вновь рождающихся звездах. Поэтому в наблюдаемом распределении металличностей содержится информация об истории обогащения Галактики тяжелыми элементами, а значит и об истории звездообразования. За основу исследования взято распределение металличностей 996 одиночных красных гигантов, расположенных на расстоянии менее 180 пк от Солнца. Особенности этого распределения металличностей являются горбы на крыльях гистограммы, что говорит о неоднородности выборки, и явная асимметрия распределения. Чтобы воспроизвести эти особенности, эмпирическая гистограмма приближалась суммой трех нормальных распределений. Параметры приближающего распределения находились методом случайного поиска. Было выбрано такое решение, чтобы дисперсия каждого из трех распределений не превышала дисперсию случайных ошибок определения металличностей. В качестве оценки последней выбрана величина $\sigma = 0.1$. Каждому из полученных распределений можно приписать вполне определенный физический смысл. Два распределения с наименьшей средней металличностью можно отождествить со звездами «тонкого» диска Галактики. Это наиболее молодые из звезд Галактики с возрастами, соответствующими возрастам рассеянных скоплений Плеяды, Гиады и др. Третье распределение можно отождествить с населением «толстого» диска — наиболее старыми звездами диска Галактики. Из того факта, что распределение металличностей звезд тонкого диска приближается двумя распределениями, необходимыми для формирования двух горбов на эмпирической гистограмме, можно сделать вывод, что, возможно, в тонком диске в окрестностях Солнца звездообразование проходило в две стадии.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИЧЕСКОЙ ЭВОЛЮЦИИ ФРАГМЕНТОВ ГЕОСТАЦИОНАРНОГО СПУТНИКА, ОБРАЗОВАВШИХСЯ В РЕЗУЛЬТАТЕ ИЗОТРОПНОГО ВЗРЫВА

Космический мусор — это отработавшие ступени ракет-носителей, части разгонных блоков, спутники с истекшим сроком службы, фрагменты, образовавшиеся в результате взрывов спутников либо столкновений с другими космическими объектами, которые остаются на орбите. Околоземное пространство на данный момент загрязнено настолько, что велика вероятность столкновения фрагментов распада с действующими спутниками.

Целью данной работы являлись численное моделирование изотропного взрыва, а также исследование орбитальной динамики фрагментов распада на геостационарной орбите.

В работе рассмотрены две модели взрыва [1], отличающиеся методами нахождения скоростей фрагментов распада. Динамическая эволюция фрагментов моделировалась на основе дифференциальных уравнений орбитального движения, записанных в прямоугольных координатах, где учитывалось влияние гравитационного поля Земли до гармоник второго порядка, а также притяжение от Луны. Интегрирование дифференциальных уравнений осуществлялось методом Рунге–Кутты 4-го порядка. Для стабилизации решения применялся метод Баумгарта [2], что позволило повысить быстродействие процесса моделирования орбитального движения в 2–3 раза.

Динамическая эволюция распределения фрагментов была исследована на первые шесть суток и через год.

Список литературы

1. *Reynolds R.C.* Review of Current Asteroids to Model and Measure the Orbital Debris Environment in Low-earth Orbit // *Adv. Space Res.* 1990. Vol. 10. P. 359–371.
2. *Baumgarte J.* Stabilization of Constraints and Integrals of Motion in Dynamical Systems // *Cel. Mech.* Vol. 5. P. 490–501.

**КРИВАЯ ЛУЧЕВЫХ СКОРОСТЕЙ
И ПАРАМЕТРЫ ОРБИТЫ
КАТАКЛИЗМИЧЕСКОЙ ПЕРЕМЕННОЙ MV LYRAE**

MV Lyrae — тесная двойная система, состоящая из красного карлика, заполняющего свою полость Роша, белого карлика и окружающего его аккреционного диска.

29.08.2001 на БТА с помощью спектрографа с длинной щелью было получено 19 спектров *MV Lyr*. Все спектры были обработаны с использованием программы DECH20T. Там же вычислялась гелиоцентрическая поправка к лучевой скорости.

Для определения динамических параметров системы использовался метод Шафтера. Для реализации этого метода измерения лучевых скоростей была написана программа на языке ФОРТРАН, в которой для различных значений a строились кривые лучевых скоростей. Далее в этой же программе они аппроксимировались методом наименьших квадратов функцией вида

$$V(w, a) = \gamma(a) + K(a) * \sin(2 * \pi(\omega - \omega_0(a))),$$

где K — полуамплитуда кривой лучевых скоростей; ω — текущая фаза; γ — скорость центра масс системы; ω_0 — начальная фаза.

По результатам этих вычислений строились графики зависимостей K , ω , γ , $\sigma(K)/K$ от величины a . Здесь $\sigma(K)/K$ — относительная ошибка параметра K . Параметр a выбирается из анализа графика $(\sigma(K)/K)(a)$ и принимается равным значению, соответствующему началу быстрого возрастания величины $\sigma(K)/K$. Вся эта процедура была проделана для линий водорода H_β , H_γ , H_δ и линии $He\ I$ (4471.48 Å). Было получено, что функция $\sigma(K)/K$ в зависимости от a имеет минимум при $a = 13$ Å. Средняя по всем линиям полуамплитуда кривой лучевых скоростей $K = 160.9$ км/с.

По среднему значению K вычислялась функция масс и проекция полуоси. Были получены значения $f(m) = 0.0572 M_\odot$, $a * \sin i = 2.93 * 10^5$ км.

Мы получили большие значения полуамплитуды кривой лучевых скоростей по сравнению с результатами других авторов. Это может быть связано с наличием горячих пятен во внутренних частях аккреционного диска.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЕРОЯТНОСТНЫХ ОБЛАСТЕЙ ДВИЖЕНИЯ АСТЕРОИДОВ

В данной работе рассматривается классический способ построения начальных областей возможных движений астероида, основанный на использовании оценок метода наименьших квадратов (МНК). Начальная область представляет собой в этом случае 6-мерный эллипсоид в фазовом пространстве начальных параметров движения объекта. Центром эллипсоида является МНК-оценка вектора начальных параметров, а его размеры и ориентация определяются МНК-оценкой ковариационной матрицы ошибок определяемых начальных параметров. Такой способ оценивания является основным при решении различных задач. Правомерность его использования основывается на двух основных допущениях, первое из которых состоит в том, что систематические составляющие ошибок наблюдений не должны превышать определенный предел. По различным оценкам, этот предел составляет $1/5$ от общей ошибки. Второе допущение заключается в том, что задача МНК-оценивания должна быть линейной в той части фазового пространства определяемых параметров, которая включает в себя искомый эллипсоид. Если это условие выполняется, то поверхности эллипсоидов будут уровнями относительно целевой функции МНК, а в противном случае нет.

На основе проверки этого условия показано, что при небольших интервалах времени наблюдаемости астероидов (до 30 суток) отличие поверхностей эллипсоидов от уровней может быть недопустимо большим. Разработан простой способ определения новой скорректированной матрицы ковариации и построение на ее основе правильного эллипсоида ошибок. Показано также, что фактор нелинейности в большей степени проявляется при выборе кеплеровых элементов и их аналогов в качестве системы начальных параметров и в меньшей степени при выборе в качестве таковых декартовых переменных.

МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ПАРКЕРА

В нашей работе исследовалась неустойчивость Паркера как причина образования сверхоблаков с учетом функции нагрева-охлаждения и космических лучей. Задача решалась путем трехмерного численного моделирования. Для этого был построен метод решения стационарной и нестационарной магнитогазодинамики с учетом охлаждения, основанный на методе Роу. Численные расчеты проводились на сетке $100 \times 100 \times 100$. Как показано в работе Базу и Мусковьеса, классическая неустойчивость Паркера стабилизируется при перепадах плотности в 2–4 раза. А наблюдения показывают, что сверхоблака имеют плотности, в десятки раз превышающие межоблачную среду. Следовательно, должны быть механизмы, усиливающие перепад плотности. Одним из таких механизмов может являться тепловая неустойчивость. Под действием неустойчивости Паркера газ сжимается и попадает в область тепловой неустойчивости, вследствие чего должен продолжаться процесс сжатия. Для исследования этих эффектов необходимо численное моделирование неустойчивости Паркера с учетом радиационного охлаждения. В работе показано, что давление космических лучей приводит к усилению неустойчивости. При давлении космических лучей, равном $4 \cdot 10^{-13}$ дин/см², значения характерного времени роста лежат ниже отметки в 100 млн лет. Это означает, что неустойчивость Паркера успеет развиваться за несколько оборотов Галактики.

ХИМИЧЕСКАЯ И ФОТОМЕТРИЧЕСКАЯ ЭВОЛЮЦИЯ ШАРОВЫХ СКОПЛЕНИЙ

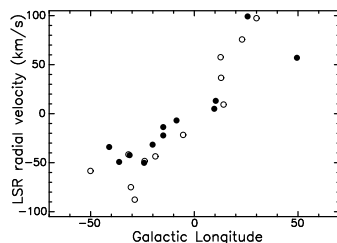
В рамках гипотезы о самообогащении шаровых скоплений анализируется последовательность событий, определявших начальные этапы звездообразования. Расчет химической и фотометрической эволюции шарового скопления основывается на однозонной хемодинамической модели. Показано, что первый эпизод звездообразования характеризовался начальной функцией масс, смещенной в сторону массивных звезд, $M \geq 8M_{\odot}$. Приводятся аргументы в пользу того, что переход звездообразования к режиму с нормальной (солнцевой) начальной функцией масс был обусловлен более эффективным радиационным охлаждением газа протошарового скопления после обогащения его тяжелыми элементами до значения металличности $Z \sim 0.03Z_{\odot}$ в согласии с наблюдаемой в шаровых скоплениях металличностью.

ЛУЧЕВЫЕ СКОРОСТИ CS(2-1) И МАЗЕРОВ CH₃OH В МОЛЕКУЛЯРНОМ КОЛЬЦЕ ГАЛАКТИКИ

Проведены наблюдения радиолинии CS(2-1) в направлениях на 31 источник мазерного излучения CH₃OH на частоте 6.7 ГГц (самый яркий переход II класса) на телескопе Морга (Австралия) в июле 2004 г. Известно, что мазеры CH₃OH класса II связаны с областями распространения ударных волн в ближайших окрестностях молодых звездных объектов. Среднее значение ширины CS(2-1) составляет 6 км/с, а средний разброс скоростей мазерных деталей — 10 км/с. При этом различие между V_{mas} (средняя скорость мазерных деталей) и V_{CS} (средняя скорость плотного вещества, излучающего в линии CS) часто превышает 2.5 км/с. В докладе обсуждаются данные по ярким мазерам с плотностями потоков > 150 Ян. Сейчас параметры линии CS(2-1) известны для 90 % из них.

Обнаружено, что на диаграмме «скорость—галактическая долгота» ($V_{LSR}-l$) объекты с $V_{mas} - V_{CS} < 0$ (черные кружки) образуют выделенную группу, совпадающую по своему положению с дальней от нас частью спирального рукава Щита—Центавра. Большая часть других ярких мазеров, расположенных в пределах молекулярного кольца Галактики, имеет $V_{mas} - V_{CS} > 0$ (открытые кружки). Обнаруженное явление может быть связано с различием в морфологии зон массивного звездообразования молекулярного кольца Галактики, находящихся внутри и вне спирального рукава.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 03-02-16433) и МО РФ (грант Е02-11.0-43).



РЕЗОНАНСНОЕ ДВИЖЕНИЕ ДАЛЕКИХ ТРАНСНЕПТУННЫХ ОБЪЕКТОВ

В настоящее время хорошо известно, что значительная часть объектов пояса Койпера движется в резонансе с Нептуном (основные соизмеримости $1/2$, $3/5$, $2/3$, $3/4$) [1, 3, 4, 5]. В данной работе найдено, что многие объекты далекой транснептуновой области (большие полуоси орбит $a > 50$ а. е.) также совершают резонансное движение. Это исследование основано на симплектическом интегрировании уравнений движения [2] всех 56 транснептуновых объектов с $a > 50$ а. е., наблюдавшихся в нескольких оппозициях, с учетом неопределенностей исходных орбит. Найдены либрации вблизи соизмеримости $1/3$, и вблизи соизмеримостей высших порядков с Нептуном, таких как $4/9$, $3/7$, $3/8$, $2/11$. Наибольшее число далеких транснептуновых объектов движется вблизи резонанса $2/5$ с Нептуном.

Впервые обнаруженный факт либрационного движения многих наблюдаемых транснептуновых объектов на орбитах с большими эксцентриситетами накладывает серьезные ограничения на теории происхождения этих объектов.

Работа поддержана грантом РФФИ-Урал (04-02-96042).

Список литературы

1. *Chiang E. et al.* Resonance occupation in the Kuiper belt: case examples of the 5:2 and Trojan resonances // *Astron. J.* 2003. Vol. 126. P. 430.
2. *Emel'yanenko V.* An explicit symplectic integrator for cometary orbits // *Celest. Mech. Dynam. Astron.* 2002. Vol. 84. P. 331.
3. *Malhotra R.* The origin of Pluto's orbit: implications for the Solar system beyond Neptune // *Astron. J.* 1995. Vol. 110. P. 420.
4. *Morbidelly A.* Chaotic diffusion and the origin of comets from the $2/3$ resonance in the Kuiper Belt // *Icarus.* 1996. Vol. 127. P. 1.
5. *Nesvorný D. and Roig F.* Mean motion resonances in the trans-Neptunian region. The 2:3 resonance with Neptune // *Ibid.* 2000. Vol. 148. P. 282.

ВОЗРАСТ МЕТЕОРНОГО ПОТОКА КВАДРАНТИД

Возраст потока является ключевым параметром для изучения процесса формирования потока и математического моделирования. Один из способов оценки возраста метеорного потока основан на так называемом разделении масс в потоке, вызванном эффектом Пойнтинга–Робертсона.

По данным наблюдений орбит метеоров мы можем получить уравнения регрессии $a = a_0 + k_a m^{-1/3}$, $e = e_0 + k_e m^{-1/3}$, где a и e — большая полуось и эксцентриситет орбиты метеороида соответственно, а m — его масса. Полагая метеорные частицы сферическими, а приращение в a и e обусловленным только эффектом Пойнтинга–Робертсона. Тогда для двух значений масс m_1 и m_2 мы можем записать уравнение:

$$a_2 - a_1 = \left[\left(\frac{da}{dt} \right)_2 - \left(\frac{da}{dt} \right)_1 \right] \Delta t$$

(для эксцентриситета аналогично) и отсюда найти возраст потока.

Каталог фотографических орбит метеоров (версия 3003) был взят с сайта (<http://www.astro.sk/~ne/IAUMDC/Ph2003/database.html>) Метеорного Центра Данных Международного Астрономического Союза (MDC IAU).

Полученные нами результаты для уравнений регрессии потока показывают, что с увеличением массы значения большой полуоси и эксцентриситета увеличиваются. Но при этом коэффициенты корреляции очень низки (-0.2177 и -0.2062 для a и e соответственно), поэтому полученные коэффициенты регрессии нельзя считать достоверными, а значит, и оценка возраста в данном случае невозможна. Причиной тому могут быть большие ошибки в элементах орбит или малый возраст потока, при котором разделение масс еще не проявилось на статистически значимом уровне.

ТУРБУЛЕНТНЫЕ СКОРОСТИ В КОЛЛАПСИРУЮЩИХ ПРОТОЗВЕЗДНЫХ ОБЛАКАХ

Наблюдения плотных ядер молекулярных облаков показывают [1], что во многих ядрах ширина спектральных линий Δv растет к периферии или остается постоянной, но в некоторых из них возможен рост Δv к центру. Допустим, распределение Δv на картинной плоскости отражает распределение турбулентной скорости v_t внутри облака, тогда возможны следующие объяснения увеличения Δv к центру: либо в центре облака есть источники турбулентности, либо она усиливается в процессе гравитационного коллапса.

В данной работе рассматривается второй случай. Моделируется коллапс гравитационно связанных ядер молекулярных облаков — протозвездных облаков с учетом электромагнитных сил, нестационарной ионизации и трения ионов с нейтралами. Используется статистическая модель альвеновской турбулентности [2]. Уравнения решаются численно с помощью одномерного МГД кода, основанного на методе Лакса—Вендроффа.

Показано, что рост v_t к центру возможен благодаря усилению самых длинных волн, уместающихся в облаке. Особенно ярко это выражено в случае постоянства амплитуд волн на границе облака, а также в режиме быстрого коллапса (в облаке с малым отношением тепловой и магнитной энергий к модулю гравитационной).

Список литературы

1. *Caselli P., Benson P.J., Myers P.C. et al.* Dense cores in dark clouds. XIV. N_2H^+ ($1-0$) maps of dense cloud cores // *Astrophys. J.* 2002. Vol. 572. P. 238.
2. *Троицкий Н. Р., Лапинов А. В., Замоздра С. Н.* Моделирование переноса излучения в линиях HCO^+ и $HC^{18}O^+$ облака L1544 // *Изв. вузов. Радиофизика.* 2004. Т. XLVII, № 2. С. 85–93.

**ТЕЛЕВИЗИОННАЯ СИСТЕМА С ЭОП
ДЛЯ НАБЛЮДЕНИЯ ИСКУССТВЕННЫХ
СПУТНИКОВ ЗЕМЛИ**

В течение 2004 г. была создана телевизионная система на основе ПЗС с электронно-оптическими преобразователями для наблюдения искусственных спутников Земли в Коуровской астрономической обсерватории Уральского государственного университета. Система будет использоваться на телескопе АЗТ-3 АО УрГУ.

В телевизионном комплексе используются для усиления два ЭОПа, соединенных последовательно. В качестве приемника излучения используется высокочувствительная камера видеонаблюдения, с размером матрицы 9.6×7.2 мм, или 720×540 пикселей.

Оба преобразователя и высоковольтный блок питания помещены в герметичный корпус. Входное окно прибора изготовлено из плавленого кварца и посажено на оптический контакт с фотокатодом. Питание от внешнего источника ± 15 В. Регулировочные элементы спрятаны под крышку, конструкция прибора не предусматривает вмешательства наблюдателя.

Поле зрения всей системы $27.5'$. Разрешение ограничено пиксельной структурой матрицы. Суммарное усиление ЭОПов $3 \cdot 10^6$, при переносе теряется 98 % света. Ожидаемый выигрыш — более 10^m относительно камеры без преобразователей, т. е. предельная величина — 14^m .

Оцифровка изображения осуществляется с помощью видеокарты Pinnacle с последующей записью в любом удобном формате. Используемая камера имеет вход внешней синхронизации кадровой частоты.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ВАРИАЦИЙ ТЕМПЕРАТУРЫ В ОБЛАСТЯХ ОБРАЗОВАНИЯ МАССИВНЫХ ЗВЕЗД

На основе наблюдений метилацетилен ($\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$) в линиях $J = 13 - 12$ и $J = 6 - 5$ исследуются пространственные вариации кинетической температуры в ядрах шести гигантских молекулярных облаков: AFGL6366, S140, S255, DR21, S76E, W3. Кинетическая температура находилась методом диаграмм населенностей, так же была найдена лучевая концентрация метилацетилен и построены карты распределения температуры и лучевой концентрации. Исследовался закон распределения температуры внутри облака. Рассматривалась сферически-симметричная модель с горячим источником в центре.

Значения температуры, определенные по переходу $J = 13 - 12$, оказались больше, чем значения, определенные по переходу $J = 6 - 5$, что, вероятно, объясняется тем, что переход $J = 13 - 12$ является индикатором температуры более плотных областей, расположенных глубже в источниках и нагретых сильнее.

Ранее были обнаружены различия в распределениях областей излучения различных молекул. Особенно сильны различия между распределениями $\text{CS}(2-1)$ и $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$, что, по-видимому, не связано с вариациями плотности газа в объектах, а указывает на различия распределений относительных концентраций указанных молекул. Возможной причиной различия является вымерзание молекул на частицах пыли. Для CS эффективность вымерзания значительно выше, чем для N_2H^+ . Сравнив найденные температуры в максимумах излучения CS и N_2H^+ , выяснено, что в большей части объектов вариации температуры незначительны. Таким образом, вариации химического состава, вероятно, не связаны с температурными эффектами. Стоит отметить, что в среднем температура областей, соответствующих пикам излучения N_2H^+ , несколько ниже, чем для пиков излучения CS . Было установлено, что лучевая концентрация метилацетилен слабо коррелирует с температурой.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 03-02-16307).

**ЧИСЛЕННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ЛИБРАЦИОННЫХ
ДВИЖЕНИЙ АСЗ ВБЛИЗИ СОИЗМЕРИМОСТЕЙ
4/1 И 5/1 С ЮПИТЕРОМ**

Приведены результаты численного исследования орбитальной эволюции астероидов, сближающихся с Землей (АСЗ) и движущихся в окрестности резонансов 4/1 и 5/1 с Юпитером. Список объектов, подлежащих исследованию, был составлен по значениям большой полуоси, полученным на основании орбитальных элементов из каталога Е. Боуэлла на 18.09.2003 г. АСЗ, попавших в соответствующие резонансные области, оказалось немного: по 22 объекта в окрестности каждого из указанных резонансов. Для каждого из этих объектов была рассмотрена орбитальная эволюция оскулирующих элементов и резонансных характеристик, а также детально исследованы либрационные движения около точной соизмеримости. Расчеты проводились численным интегрированием уравнений движения АСЗ методом Эверхарта с учетом возмущений от всех больших планет и Луны. Все исследования проводились на интервале 1000 лет.

Исследования орбитальной эволюции показали, что не все АСЗ из первоначально составленного списка (44 объекта) захвачены в резонанс. В связи с этим рассмотренные астероиды можно разделить на три группы. Для первой группы АСЗ характерно движение то внутри, то вне резонансной области, и они не проходят через значение точной соизмеримости. АСЗ второй группы достигают значения точного резонанса, но имеют большую амплитуду либраций около значения точной соизмеримости, что приводит к неустойчивой геометрической конфигурации «астероид–планета». Астероиды первой и второй группы составляют большинство из рассмотренных объектов. И наконец, третью группу составляют астероиды, которые захвачены в резонанс. К ним относятся АСЗ 1998 WD31, 2000 UR13, 2000 BK16, 2001 VF75, 2001 XX103, 2002 BA1, 2002 GF1, находящиеся в резонансе 4/1, и 2000 VM2, 2001 GS2, 2001 MZ7, 2002 LS32 — в резонансе 5/1.

Большинство рассматриваемых астероидов испытывают тесные сближения с большими планетами внутренней группы (в пределах 0.1 а. е.) на интервале времени (2000–3000 гг.).

ЭФФЕКТИВНАЯ ТЕМПЕРАТУРА ЗВЕЗД СПЕКТРАЛЬНОГО КЛАССА O6V

Обзор литературы показал, что имеется разброс в калибровках (зависимость спектрального класса от эффективной температуры) OВ звезд главной последовательности. Например, наиболее известные калибровки Потташа и Конти–Андерхилл имеют значительное расхождение, достигая 4000 К в области звезд спектрального класса O6V.

Для решения такой задачи была выбрана звезда в радиоисточнике Orion A (θ 1c), так как она принята эталоном для OВ звезд как звезда класса — O6V. Из наблюдений была получена диаграмма зависимости степени ионизации He относительно степени ионизации H ($y+$) от радиуса для туманности, окружающей звезду. Численными методами была решена система уравнений, описывающих $y+$ для различных значений эффективной температуры, содержания пыли, а также с разными моделями атмосфер звезд. Использовались следующие модели звездных атмосфер: Михаласа LTE (не учитывает эффектов отсутствия локального термодинамического равновесия и line-blanketing «засветки линий»), Михаласа NLTE (учитывает лишь локальное термодинамическое равновесие) и Куроча (только line-blanketing). Посчитаны соответствующие им значения интегральных интенсивностей линий на различных расстояниях от центра и построен график зависимости $y+$ от радиуса. По результатам сравнения рассчитанных с наблюдаемыми данными получена эффективная температура звезды. Также для моделей Куроча были определены эффективные температуры, если считать не для отдельной звезды, а для их ассоциации.

При сравнении полученных температур со значениями температур по калибровкам оказалось, что сочетание модели Михаласа и калибровки Потташа наиболее предпочтительны. Также выявилась интересная тенденция, что для описания одной и той же ситуации модели Михаласа дает более низкие эффективные температуры, чем модели Куроча, разница может достигать 4000 К.

**ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ
СИМПЛЕКТИЧЕСКИХ ИНТЕГРАТОРОВ
ДЛЯ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ ДИНАМИКИ
ФРАГМЕНТОВ КОСМИЧЕСКОГО МУСОРА**

Для численного моделирования движения большой совокупности фрагментов космического мусора важно найти такие методы, которые обладали бы высоким быстродействием при приемлемой точности результата. Для этой цели используют численные методы, которые учитывают какую-либо априорную информацию о свойствах исследуемого движения. Ярким представителем таких методов являются симплектические интеграторы [1], в которых учитываются свойства каноничности движения в фазовом пространстве. Использование симплектических интеграторов в численном моделировании позволяет удерживать приемлемую точность интегрирования на больших интервалах времени при высоком быстродействии.

Целью данной работы являлось исследование эффективности симплектических интеграторов применительно к задачам динамики искусственных спутников Земли. При моделировании ИСЗ учитывалось возмущение от несферичности центрального тела.

Нами была исследована эффективность применения интеграторов низкого порядка в задачах долгосрочного (около десяти лет) моделирования движения геостационарного спутника. Результаты показывают, что применение симплектических интеграторов позволяет увеличить быстродействие в 2–3 раза с сохранением точности, приемлемой для исследования эволюции фрагментов космического мусора на геостационарной орбите.

Список литературы

1. *Yoshida H.* Recent Progress in the Theory and Application of Symplectic Integrators // *Cel. Mech.* 1993. Vol. 56. P. 27–43.

УТОЧНЕНИЕ ОЦЕНКИ МАССЫ МЕСТНОЙ ГРУППЫ

В данной работе исследовано пространственное распределение 34 галактик Местной Группы (МГ) и оценена ее масса по кинематике спутников наиболее массивных галактик Млечный Путь (МП) и М31.

Принимаемая в работе форма групп — сфероид. Для количественного описания несферичности вводится критерий. Обсуждаются его свойства. Обнаружено, что нет оснований считать группу М31 несферической, а формой группы МП является сплюснутый эллипсоид вращения.

Эффект несферичности группы приводит к завышению оценки ее массы, если для ее определения применяются методы, разработанные для сферически симметричных групп. Для определения масс групп МП и М31 использована тензорная теорема вириала (ТВ) и модифицированный автором метод орбитальной рулетки (МОР).

Применен способ подсчета масс, названный автором «принципом накопления информации» (ПНИ). При его использовании в конкретном методе можно обнаружить невириализованные спутники, что дает возможность получить еще более надежную, незавышенную, оценку массы. Сравнение результатов определения масс МОР и по ТВ с использованием ПНИ наглядно демонстрирует как преимущество МОР над ТВ, так и немаловажное значение использования ПНИ для более корректного определения массы.

Учет несферичности группы МП и невириализованных спутников МП и М31 дает меньшую оценку массы МГ, чем оценки, наиболее популярные сейчас, примерно в 1.5 раза. Масса МП завышается из-за несферичности примерно на 20 %, из-за неучета невириализованных спутников — в 2.5 раза.

М. Л. Хабибуллина¹, А. И. Галеев¹, И. Ф. Бикмаев¹,
Н. В. Борисов², В. В. Шиманский¹

¹Казанский государственный университет,

²Специальная астрофизическая обсерватория

ФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ И СПЕКТРОСКОПИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ V1327 ОРЛА — ТРАНСГАЛАКТИЧЕСКОЙ ПЕРЕМЕННОЙ ЗВЕЗДЫ ТИПА RR ЛИРЫ

Слабая переменная звезда V1327 Орла была открыта и предварительно классифицирована Хофмейстером как карликовая новая типа U Gem. Позже она осталась в каталоге Даунеса и Шары как катаклизмическая переменная с неподтвержденным статусом.

В работе представлены результаты спектроскопических и фотометрических наблюдений V1327 Aql, проведенных на казанском 1.5-метровом телескопе РТТ150 (Турция) и 6-метровом телескопе БТА САО РАН. Спектральное разрешение составляет 2.6 \AA в пределах диапазона длин волн 3860–5100 \AA . Всего получено три спектрограммы с продолжительностью каждой экспозиции 900 с.

Наблюдения однозначно показали, что данная переменная не является катаклизмической, а принадлежит к пульсирующим звездам типа RR Lyr с периодом 0.53390^d . Изменения видимой звездной величины носят правильный периодический характер с амплитудой около $\Delta m_V = 1.^m2$ от $16.^m3$ до $17.^m5$. Кривые блеска получены в полосах R, B, V, также получена кривая R–V. Из-за недостатка наблюдений кривые в фильтрах R и B переведены в V, и построена общая для 7 ночей фазовая кривая, на которой хорошо заметны резкий подъем к максимуму и плавное падение блеска в течение 14 часов.

Определены параметры атмосферы звезды V1327 Орла: $T_{\text{эфф}} = 6280 \pm 60 \text{ K}$, $\log g = 3.3 \pm 0.7 \text{ dex}$ и $[M/H] = -1.05 \pm 0.15 \text{ dex}$. Причем спектры звезды были получены в момент минимального блеска ($m_V = 17.^m4$). Измерения лучевой скорости по линиям H_β , H_γ , H_δ демонстрируют экстремально высокие отрицательные значения, превышающие -450 км/с ! Это, возможно, указывает на принадлежность этой звезды к трансгалактическим объектам, находящимся в окраинных областях Галактики и прилетевшим из-за ее пределов.

**КРИВЫЕ БЛЕСКА И ПРЕЦЕССИЯ ДИСКА
КАТАКЛИЗМИЧЕСКОЙ ПЕРЕМЕННОЙ
ЗВЕЗДЫ MV LYR**

В августе 2003 г. в Крыму на телескопе АЗТ–5 Крымской лаборатории ГАИШ КРАО были проведены фотометрические наблюдения новоподобной звезды MV Lyr (около 500 оценок блеска за 25 ч наблюдений).

Наблюдения этой же звезды проводились в октябре 2003 г. в Турции на телескопе RGT–150 Казанского государственного университета (около 1500 оценок блеска за 22 ч наблюдений). Наблюдения выполнялись в системе V или близкой к ней.

MV Lyr представляет собой тесную двойную систему, состоящую из красного карлика, заполняющего свою полость Роша, белого карлика и окружающего его аккреционного диска. Эта звезда относится к классу новоподобных звезд типа VY Sct или, как их еще называют, к антикарликовым новым. Им свойственно основную часть времени проводить в высоком состоянии блеска, но изредка и внезапно они переходят в низкое состояние, ослабевая на 2^m – 8^m , и пребывают в этом состоянии гораздо меньше времени, чем в высоком. В 2002–2003 гг. звезда вошла в свое очередное высокое состояние блеска с яркостью около $12,5^m$, что в основном и послужило причиной ее наблюдений. Несмотря на то, что эта звезда в последние годы достаточно много исследовалась, относительно ее поведения остается много вопросов. В частности, интерес вызывает механизм роста аккреционного диска и его поведение вблизи насыщения.

В работе проанализированы кривые блеска и проверена гипотеза о зависимости изменения блеска звезды от изменения радиуса ее аккреционного диска.

ДИНАМИЧЕСКАЯ ЭВОЛЮЦИЯ СЛАБОВОЗМУЩЕННОЙ ДВУПЛАНЕТНОЙ СИСТЕМЫ

Исследуется динамическая эволюция слабовозмущенной двупланетной системы при варьировании масс планет и средних значений больших полуосей их орбит. Система осредненных уравнений интегрируется численно на интервале времени 1 млрд лет. Правые части уравнений движения включают массы планет и средние значения больших полуосей как символьные параметры. Используются разложения с точностью до первой степени малого параметра задачи.

Результаты для системы Солнце–Юпитер–Сатурн хорошо согласуются с данными интегрирования осредненных уравнений, использующих разложения с числовыми значениями параметров (массами и средними значениями больших полуосей).

Показано, что осредненная двупланетная система Солнце–Юпитер–Сатурн становится неустойчивой при увеличении масс обеих планет более чем в 400 раз.

Исследована динамическая эволюция системы Солнце–Венера–Земля. Осредненная система остается устойчивой при варьировании масс планет в широких пределах.

Проведено исследование нескольких произвольных двупланетных систем, параметры которых близки к известным экзопланетным системам.

ДИНАМИЧЕСКАЯ ЭВОЛЮЦИЯ ОБЛАКА ЧАСТИЦ, ОБРАЗОВАВШЕГОСЯ В РЕЗУЛЬТАТЕ ВЗРЫВА ОБЪЕКТА НА ГЕОСТАЦИОНАРНОЙ ОРБИТЕ

Работа представляет собой теоретическое исследование динамической эволюции облака частиц, которое образовалось в результате взрыва спутника на геостационарной орбите.

Из характеристик взорвавшегося спутника рассматривались только его масса, радиус-вектор и вектор скорости (либо орбита и положение на ней) в момент взрыва. Для генерации совокупности образовавшихся частиц использовалась модель изотропного взрыва. По массе спутника определялось количество частиц. Массы, площади миделева сечения и модули векторов приращения скорости частиц генерировались случайным образом в соответствии с тремя распределениями, установленными моделью. Далее движение каждой частицы рассчитывалось независимым образом с учетом различных возмущающих факторов.

Из полученных данных (положение каждой частицы в разные моменты времени) можно извлечь различную информацию. Форма облака на всем интервале времени, на котором проводилось исследование, не пришла к осесимметричной форме, как ожидалось. Особое внимание было уделено исследованию потока частиц облака в области геостационарных орбит. Было выявлено, что в течение двух первых десятилетий после взрыва поток частиц через геостационарную область уменьшается. Это обусловлено возмущениями, которые испытывает частица при своем движении, в первую очередь лунно-солнечными и радиационными. Также исследовалось влияние либрационного резонанса на поток в области геостационарных орбит. При взрыве большой мощности резонанс влияет незначительно, при взрыве малой мощности появляется область с пониженным значением потока.

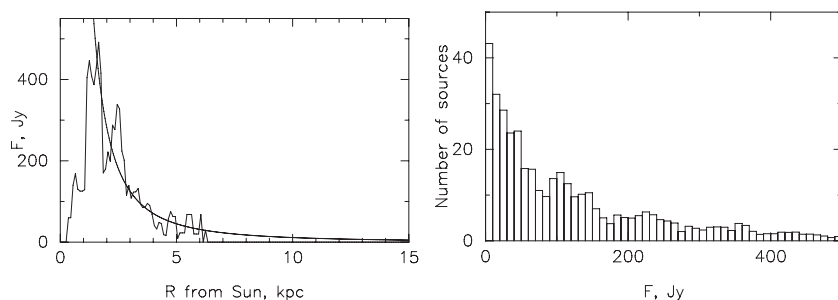
О. В. Шелемей¹, А. Б. Островский¹,
А. М. Соболев¹, А. В. Локтин¹

¹Уральский государственный университет

ИССЛЕДОВАНИЕ СТАТИСТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ МАЗЕРНЫХ ИСТОЧНИКОВ МЕТАНОЛА II КЛАССА

В работе представлены результаты исследования статистических свойств мазерных источников метанола II класса. Мазеры метанола II класса трассируют зоны массивного звездообразования в Галактике. Использована информация о положениях, скоростях и потоках излучения на $\nu = 6.7$ ГГц для более чем 500 мазеров метанола II класса (каталоги Малышева–Соболева и Песталоззи).

Для определения расстояний до мазерных источников использовался кинематический метод. Расчеты проводились с использованием кривых вращения Галактики Бранда–Блитца и Поповой–Локтина. Впервые построена зависимость усредненного потока излучения источника от расстояния до него. Это позволило показать, что наиболее вероятным является ближнее решение для кинематических расстояний, и получить оценку средней абсолютной величины мазера метанола II класса (~ 300 Ян на 6.7 ГГц на расстоянии в 1 кпс). Выявлена повышенная концентрация источников в зоне молекулярного кольца. Построены функции светимости для мазеров метанола на 6.7 ГГц. Показано, что на исследование статистических свойств мазеров метанола II класса большое влияние оказывают эффекты селекции, связанные с порогом чувствительности наблюдений.



Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 03-02-16433).

© О. В. Шелемей, А. Б. Островский, А. М. Соболев, А. В. Локтин, 2005

**ОЦЕНКА ВЕРОЯТНОСТИ ОТКРЫТИЯ
РАЗДЕЛЕННЫХ ТЕСНЫХ ДВОЙНЫХ ЗВЕЗД
КАК ЗАТМЕННЫХ ПЕРЕМЕННЫХ ДЛЯ СЛУЧАЯ
ПОЛНОГО ПОТЕМНЕНИЯ ДИСКА ЗВЕЗДЫ К КРАЮ**

Для оценки истинной численности тесных двойных звезд (ТДЗ) необходим учет эффектов селекции, а именно знание вероятности открытия ТДЗ как затменных переменных. Целью данной работы является оценка вероятности открытия ТДЗ типа РГП как затменных переменных при массовых фотографических наблюдениях для случая полного потемнения диска звезды к краю (гипотеза «D»). Рассматриваемые ТДЗ типа РГП — это тесные двойные системы, обе компоненты которых принадлежат главной последовательности и удовлетворяют зависимостям масса–светимость и масса–радиус для звезд главной последовательности [1]. Полная вероятность открытия ТДЗ как затменных переменных определяется как произведение геометрической и фотометрической вероятностей. Данная величина оценивалась в зависимости от массы главной компоненты, отношения масс звезд, большой полуоси орбиты и угла наклона орбиты с использованием новых эмпирических зависимостей масса–радиус и масса–светимость, полученных С. Ю. Горда и М. А. Свечниковым для звезд главной последовательности [2]. Было проведено сравнение наших результатов с полученными ранее для равномерно ярких дисков звезд (гипотеза «U»). Отличие этих вероятностей оказалось не очень велико, хотя полная вероятность открытия ТДЗ для гипотезы «D» меньше, чем для гипотезы «U».

Список литературы

1. *Свечников М. А.* Каталог орбитальных элементов, масс и светимостей тесных двойных звезд. Свердловск, 1969.
2. *Горда С. Ю., Свечников М. А.* Эмпирические зависимости масса–светимость, масса–радиус и масса–эффективная температура для звезд главной последовательности: компоненты тесных двойных звезд и маломассивные звезды // *Астрон. журн.* 1999. Т. 76, вып. 8. С. 598–603.

Тезисы кратких сообщений

А. А. Алиева

Шамахинская астрофизическая обсерватория
им. Н. Туси НАН Азербайджана

АНАЛИЗ ИЗБЫТКОВ БЛИЖНЕГО УФ- И ИК-ИЗЛУЧЕНИЙ У ЗВЕЗД ТИПА Т ТЕЛЬЦА

Проведен корреляционный анализ по трем массивам: 1) из каталога Хербига и Белла были выделены два массива звезд — CTTS (всего 148 звезд) и слабые звезды типа Т Тельца (WTTS) (всего 35 звезд — 1-я группа), для которых приведены все цветовые показатели V, B-V, U-B, V-R, V-I и значения эквивалентной ширины линии H-альфа; 2) из таблицы Вичмана и др. отобрано 44 объекта (2-я группа) типа WTTS с полными фотометрическими данными, включая, J, H, K величины.

Наши данные показывают, что: 1) у классических звезд типа Т Тельца практически отсутствует зависимость между избытками излучений в ближних УФ- и ИК-областях спектра; 2) у слабых звезд типа Т Тельца существует значительная корреляция между излучением в ближних УФ- и ИК-областях спектра; 3) эквивалентная ширина эмиссии H-альфа показала относительно более высокий коэффициент корреляции с УФ-потокотом у CTTS, чем у звезд типа WTTS; 4) у классических звезд типа Т Тельца практически отсутствует зависимость между избытками излучений в ближних УФ- и ИК-областях спектра; 5) у слабых звезд типа Т Тельца существует значительная корреляция между излучением в ближних УФ- и ИК-областях спектра; 6) эквивалентная ширина эмиссии H-альфа показала относительно более высокий коэффициент корреляции с УФ-потокотом у CTTS, чем у звезд типа WTTS

ЗАПЯТНЕННОСТЬ ЗВЕЗД ТИПА RS CVN

Представлены результаты моделирования запятненности 15 хромосферно-активных двойных систем типа *RS CVn* и выявлены некоторые закономерности. Моделирование показало, что фотометрическое поведение всех программных звезд описывается с необходимой точностью при помощи зональной модели пятен и дает картину запятненности, качественно аналогичную солнечной. Звезды типа *RS CVn* хорошо дополняют ранее найденную тенденцию роста средней широты пятен к более горячим звездам. Максимальные площади запятненных областей составляют значительную долю полной поверхности звезды (до 47 %) и показывают тенденцию роста с уменьшением числа Россби и осевого периода вращения звезды. Разность температур между спокойной фотосферой и пятнами составляет от 600 до 2200 K для различных звезд, и определенные значения температур пятен хорошо дополняют ранее найденную зависимость — рост T_{spot} к более горячим звездам.

Для девяти программных звезд (*IN Com*, *V711 Tau*, *CG Cyg*, *MS Ser*, *AR Psc*, *IM Peg*, *IL Hya*, *EI Eri* и *HU Vir*) наблюдается цикличность пятенной активности, выраженная в синхронных изменениях полной площади и средней широты пятен. У большинства звезд дрейф пятен происходит в направлении экватора, мы считаем это грубым аналогом солнечной диаграммы бабочек. Одновременно эти звезды показывают дифференциальное вращение солнечного типа. Наиболее холодная звезда выборки — *IM Peg* — показывает картину, обратную солнечной: дрейф пятен к полюсу и дифференциальное вращение антисолнечного типа (полюс вращается быстрее экватора).

У четырех программных звезд (*V711 Tau*, *CG Cyg*, *IM Peg*, *EI Eri*) помимо циклических изменений средней широты и полной площади пятен наблюдаются время от времени происходящие переключения активных долгот (*flip – flop* эффект).

СТОХАСТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ ХИМИИ МЕЖЗВЕЗДНОЙ СРЕДЫ

Обилия ряда наблюдаемых в межзвездной среде молекул определяются химическими процессами, происходящими на поверхности межзвездных пылевых частиц. Известно, что кинетика астрохимических реакций как в газовой фазе, так и на поверхности межзвездных пылинок может быть описана как на детерминистическом (при помощи балансных кинетических уравнений), так и на вероятностном (при помощи управляющего химического уравнения) уровнях описания. Численные методы решения систем балансных уравнений для астрохимических сеток реакций достаточно хорошо разработаны и эффективны. Однако известно, что детерминистический подход к моделированию астрохимии с использованием балансных уравнений не всегда применим к поверхностной химии. С другой стороны, существующие на сегодняшний день стандартные методы Монте Карло, используемые при анализе астрохимической кинетики, недостаточно вычислительно эффективны по сравнению с конечно-разностными методами решения балансных уравнений.

Основной целью нашей работы является разработка численного метода Монте Карло, обеспечивающего возможность моделирования химии как стохастического процесса с достаточной для практического использования вычислительной эффективностью. На основе классического стохастического алгоритма Gillespie и алгоритма тау-скачка построен гибридный метод, обладающий на два порядка более высокой вычислительной эффективностью, чем стандартные стохастические алгоритмы для химической кинетики. Алгоритм протестирован на простой сетке химических реакций, допускающей аналитический анализ и в то же время обладающей наиболее характерными особенностями, важными с точки зрения численного моделирования астрохимических сеток реакций.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 04-02-16637).

А. И. Васюнин¹, Д. А. Семенов², А. М. Соболев¹,
Т. Henning²

¹Уральский государственный университет,

²Max-Planck-Institut fuer Astronomie, Germany

О ТОЧНОСТИ АСТРОХИМИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ОКОЛОЗВЕЗДНЫХ ДИСКОВ

Изучено влияние неопределенностей в константах химических реакций, составляющих базу UMIST 95, на результаты моделирования химии протопланетных дисков. Показано, что результирующая неточность в модельных обилиях соединений возрастает с увеличением числа атомов в соединении. При помощи корреляционной методики, предложенной в [1], выделена группа реакций, вносящих наибольший вклад в результирующие неточности обилий наиболее важных наблюдаемых соединений.

Работа проведена при поддержке РФФИ (грант 03-02-16433) и Минобразования (грант Е02-11.0-43).

Список литературы

1. А. И. Васюнин, А. М. Соболев, Д. З. Вибе и др. Семенов
О влиянии неточностей скоростей химических реакций на результаты астрохимического моделирования // Письма в Астрон. журн. 2004. Т. 30, №. 8. С. 623–634.

ИЗМЕНЕНИЕ ОРБИТАЛЬНОГО ПЕРИОДА
КОНТАКТНЫХ СИСТЕМ ТИПА $W\ UMa$

На основе современного (1991–2003) литературного обзора данных многоцветной фотометрии, фотоэлектрических, спектроскопических и старых фотографических наблюдений для 73 $W\ UMa$ -систем двух подклассов, отличающихся по типу затмения в главном минимуме — A (transit) и W (occultation) — с рассчитанными квадратичными эфемеридами вида $MinI = T_o + P \cdot E + Q \cdot E^2 + \Delta t$ было проведено статистическое исследование зависимости величины изменения P_{orb} от q (отношения масс компонентов).

Анализ зависимости векового изменения P_{orb} от q для 37 контактных систем W -подкласса не позволяет подтвердить выводы, сделанные Кианом о том, что при $q > 0.4$ $W\ UMa$ -системы W -подкласса демонстрируют вековое возрастание орбитального периода, а при $q = 0.45$ за исключением $OO\ Aql$. Для меньших значений q распределение dP_{orb}/dt по знаку вновь выглядит равновероятным.

Возможно, при $q \sim 0.45$ контактная система начинает испытывать тепловые осцилляции, прерывающие на время контактную фазу, как это обосновывается в рамках TRO -теории. Циклический характер прерывания и возобновления контакта обусловлен невозможностью одновременного достижения теплового и динамического равновесия изоэнтропических моделей-звезд и наглядно объясняет наблюдаемые изменения P_{orb} , указывающие попеременно то на длительное уменьшение орбитального периода, то на его продолжительное возрастание. В подтверждение данной цикличности можно назвать систему $AH\ Tau$ (A -типа).

В общей картине эволюции $W\ UMa$ -систем тепловые осцилляции создают задержку с перераспределением спин-орбитального взаимодействия, вызванного магнитным звездным ветром и приводящего к расходу полного углового момента, запасенного в системе. Наложение тепловых осцилляций с периодом $7 \cdot 10^6$ лет, на шкалу расхода орбитального углового момента $5 \cdot 10^8$ лет из-за магнитного торможения и проявляется в статистическом распределении контактных систем $W\ UMa$ в параметрах $(dP_{orb}/dt, q)$.

СМЕЩЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УРОВНЕЙ АТОМОВ $Na\ I$ И $K\ I$ В АТМОСФЕРАХ

Благодаря низким температурам и высоким давлениям в атмосферах ультрахолодных объектов (УХО) атомы многих элементов связываются в пыль, поэтому поглощение в резонансных линиях атомов $Na\ I$ и $K\ I$ приобретает критическое значение в формировании спектров этих объектов. Целью нашей работы являлись *ab initio* расчеты основных и возбужденных атомных состояний $Na\ I$ и $K\ I$, смещенных под действием окружающих атомов и молекул. Полученные смещения уровней были использованы для вычислений профилей далеких крыльев резонансных линий калия и натрия, которые простираются на тысячи ангстрем в спектрах УХО.

**КРАТНЫЕ ЗВЕЗДЫ СО СЛАБОЙ ИЕРАРХИЕЙ:
ЕСТЬ ЛИ СРЕДИ НИХ ДИНАМИЧЕСКИ
НЕУСТОЙЧИВЫЕ СИСТЕМЫ?**

В данной работе проведен анализ динамической устойчивости трех четверных систем со слабой иерархией HD 68255/6/7, HD 76644 и HD 98230/1. Для моделирования были использованы две программы, реализующие метод цепочной регуляризации. Одна из них была составлена С. Арсетом (Кембриджский университет), а вторая — А. В. Рубиновым (СПбГУ).

Учет ошибок наблюдательных данных проводился методом Монте-Карло. Ошибки параметров орбит подсистем и масс компонентов генерировались по нормальным законам с нулевым математическим ожиданием и дисперсией, равной квадрату ошибки. Для систем HD 76644 и HD 98230/1, где для одной из орбит подсистем неизвестны угловые элементы, эти величины задавались случайно в диапазоне $(0, 2\pi)$. Вычисления проводились в течение 10^5 лет в прошлое и будущее. Всего рассмотрено по 1000 вариантов начальных условий.

Результаты моделирования показали устойчивость систем HD 68255/6/7 и HD 98230/1. Для HD 76644 моделирование указало на неустойчивость с вероятностью более 99 %. В предыдущих наших работах была отмечена возможная неустойчивость тройных систем HD 40887, HD 136176, HD 150680 и HD 222326. Теперь мы можем добавить в этот список четверную систему HD 76644. В качестве вероятных механизмов образования подобных неустойчивых кратных звезд могут рассматриваться: 1) образование временной кратной в результате сближения и последующего захвата двух объектов поля (например, двойной и одиночной или двух двойных звезд); 2) возмущение ранее устойчивой системы при пролете массивного объекта (например, молекулярного облака); 3) неустойчивая система может быть продуктом диссипации скопления или малой группы звезд. Изучение физических свойств компонентов этих систем может помочь в выборе вероятного сценария их образования.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ СВЕРХМАЛЫХ КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТОВ В КОСМОФИЗИЧЕСКОМ ОБРАЗОВАНИИ

Возможность использования космических аппаратов в общеобразовательной системе в условиях современной российской экономики кажется в чем-то фантастической. Однако, несмотря на всевозможные трудности, реализация такого проекта стала возможной.

В докладе рассматриваются вопросы использования малоразмерного космического аппарата (микроспутника) в научной и образовательной программах. На орбитах уже летают зарубежные микроспутники, причем их разработка и изготовление осуществляются силами преподавателей, студентов и аспирантов университетов [1]. Использование микроспутников в космофизическом образовании России представлено двумя проектами: «Университетский» и «Татьяна/Компас-2» [2]. В разработке и проектировании этих спутников и научного оборудования принимают участие научные группы НИИЯФ МГУ, ОмГТУ, инженеры г. Калуги под руководством А. П. Папкова, СКБ КП, НПО «Полет» и другие КБ и университеты России.

Бортовая аппаратура позволяет измерять потоки электронов и протонов, а с помощью детектора УФ-излучения проводить измерения УФ-фона Земли, регистрацию гроз и полярных сияний. Рассмотрена идея зондирования атмосферы, где в качестве источника используется лазер, установленный на Земле, а в качестве приемника — ДУФ на спутнике. Вся полученная со спутника информация будет доступна любому пользователю сети Интернет в режиме online.

Список литературы

1. Использование сверхмалых космических аппаратов в космофизическом образовании / Под ред. Журавлева. Ульяновск: Изд-во УлГУ, 2004.
2. <http://www.novosti-kosmonavтики.ru/content/numbers/241/18.shtml>

П. В. Кайгородов¹, Д. В. Бисикало¹,
А. А. Боярчук¹, О. А. Кузнецов¹

¹Институт астрономии РАН

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СТРУИ ВЕЩЕСТВА С ОКОЛОДИСКОВЫМ ГАЛО В ПОЛУРАЗДЕЛЕННЫХ ТДС

Известно, что кривые блеска некоторых тесных двойных систем (ТДС) показывают наличие провала на фазе 0.7. Трехмерное численное моделирование структуры течения вещества в полуразделенных ТДС с холодным аккреционным диском [1] показало, что формирующийся около звезды-аккретора диск имеет утолщение на данной фазе (рис. 1), что вполне соответствует результатам наблюдений. Исследование поведения линий тока в области взаимодействия струи и газа околодискового гало (рис. 2) позволило предложить механизм формирования утолщения, не связанный с нагревом газа на ударной волне. По результатам анализа удалось более точно определить положение и протяженность «горячей линии» — области повышенного энерговыделения, находящейся вне диска.

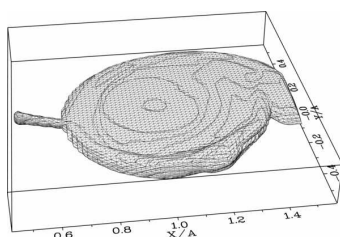


Рис. 1.

3D изоповерхность плотности аккреционного диска и струи, начинающая с внутренней точки Лагранжа

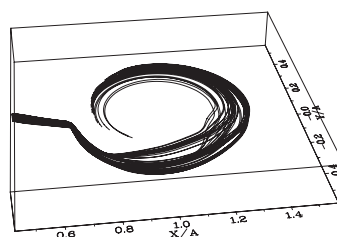


Рис. 2.

Линии тока, проходящие через область взаимодействия струи и околодискового гало

Список литературы

1. Бисикало Д. В., Боярчук А. А., Кайгородов П. В. и др. Морфология взаимодействия струи и холодного аккреционного диска в полуразделенных двойных системах // Астрон. журн. 2003. Т. 80. С. 879–890.

А. В. Кожевникова¹, И. Ю. Алексеев²,
В. П. Кожевников¹, М. А. Свечников¹

¹Уральский государственный университет,

²Крымская астрофизическая обсерватория

ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ И ДОЛГОВРЕМЕННАЯ АКТИВНОСТЬ ДВОЙНОЙ СИСТЕМЫ CG Cyg

Представлены результаты нового сезона фотометрических наблюдений хромосферно-активной системы CG Cyg (G9 + K3), принадлежащей к классу короткопериодических активных систем типа RS CVn, показывающих признаки активности солнечного типа. Наблюдения проводились в течение 18 ночей — с 29 июля по 6 октября 2004 г. на 70 см телескопе и многоканальном фотометре Коуровской астрономической обсерватории, а также на телескопе АЗТ-11 Крымской астрофизической обсерватории, оснащённом фотометром-поляриметром Пииролы.

Проведено решение полученной кривой блеска системы методом дифференциальных поправок в предположении круговых орбит. Получены уточнённые фотометрические и абсолютные элементы орбиты CG Cyg: $M_1 = 0.93M_\odot$, $M_2 = 0.81M_\odot$, $R_1 = 1.01R_\odot$, $R_2 = 0.82R_\odot$. Отношение масс компонентов системы $q = 0.87$.

Обнаружена возмущающая волна на кривой блеска, вызванная пятнами, с амплитудой переменности до 0.10^m и выявлены ее быстрые изменения в течение месяца по амплитуде и по фазе. Мы полагаем, что эти колебания могут быть обусловлены изменениями конфигурации пятен на поверхности более горячего компонента системы. В результате обработки собственных фотометрических наблюдений и всей опубликованной фотометрии CG Cyg начиная с 1965 г. получены параметры запятненности главного компонента системы в 35-й эпохи. Оказалось, что пятна во все сезоны сконцентрированы в поясе шириной до 14 по обе стороны от экватора, их площадь достигает до 18 % поверхности звезды, разность температур с окружающей фотосферой 2100 К. Следует отметить, что в CG Cyg наблюдается картина, противоположная солнечной диаграмме «бабочек»: пятна дрейфуют от экватора к полюсу со скоростью 0.45 градуса в год по мере роста площади пятен.

**ФОРМИРОВАНИЕ ДЕТАЛЕЙ
КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ
В НЕИЗОТЕРМИЧЕСКОЙ АТМОСФЕРЕ**

При прохождении солнечного излучения сквозь атмосферы планет-гигантов возникает такой нелинейный оптический эффект, как комбинационное рассеяние. В связи с тем, что спектр атмосферы формируется на разных высотах, где ее физические характеристики существенно различаются, то, соответственно, и вклад комбинационного рассеяния в результирующее поле рассеянного планетой излучения должен быть разным на разных высотах. Про моделировано влияние неизотермичности атмосферы на интенсивность деталей комбинационного рассеяния в спектре планеты Нептун. Показано, что: 1) в оптически однородной неизотермической атмосфере интенсивность этого рассеяния будет зависеть от глубины уровня его формирования; 2) учет реальных температурных профилей при анализе наблюдательных данных об интенсивности деталей комбинационного рассеяния приводит к сравнительно небольшим погрешностям в определяемых значениях оптических параметров верхних слоев атмосферы. Поэтому на первом этапе анализа таких данных, когда даже приближенно невозможно указать эффективный уровень формирования поля диффузно отраженного излучения, оправдано использование модели изотермической атмосферы.

ГАММА-ВСПЛЕСК ПРИ ВЫХОДЕ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ НА ПОВЕРХНОСТЬ ГИПЕРНОВОЙ ЗВЕЗДЫ

Широкий спектр астрофизических явлений связан со взрывами звезд и выходом на поверхность ударной волны. В частности, наиболее популярная модель для длительных гамма-всплесков связана со взрывами массивных звезд — Гиперновых [1] или коллапсаров [2].

В работе исследована гидродинамика выхода релятивистской ударной волны на поверхность Гиперновой звезды [3]. Рассчитаны характеристики гидродинамически ускоренной внешней оболочки звезды (энергетический спектр ускоренных частиц и пр.). Для исследования движения релятивистской ударной волны использовался приближенный аналитический метод, использованный в [4].

Рассмотрено взаимодействие ускоренных частиц оболочки звезды с межзвездным веществом, в частности, анализировалась генерация гамма квантов в результате неупругих р-р взаимодействий. Оценены параметры потока гамма-излучения и возможность его детектирования современными и будущими космическими миссиями.

Список литературы

1. *Paczynski B.* Are Gamma-Ray Bursts in Star-Forming Regions? // *Astrophys. J.* 1998. Vol. 494. P. L45.
2. *MacFadyen A. I., Woosley S. E.* Collapsars: Gamma-Ray Bursts and Explosions in «Failed Supernovae» // *Ibid.* 1999. Vol. 524. P. 262.
3. *Tan J. C., Matzner C. D., McKee C. F.* Trans-Relativistic Blast Waves in Supernovae as Gamma-Ray Burst Progenitors // *Ibid.* 2001. Vol. 511. P. 946.
4. *Berezinsky V. S., Blasi P., Hnatyk B. I.* A New Mechanism for Gamma-Ray Bursts in SN Type I Explosions. I. Weak Magnetic Field // *Ibid.* 1996. Vol. 469. P. 311.

ИНДИВИДУАЛЬНЫЕ И ВИРИАЛЬНЫЕ МАССЫ ТРИПЛЕТОВ ГАЛАКТИК

Определение индивидуальных масс галактик в группах и сравнение их с вириальными массами является одним из способов оценки вклада скрытой массы в системах галактик. Получены значения индивидуальных масс компонентов триплетов по ширине линии нейтрального водорода W50, а также найдены вириальные массы четырех выборок триплетов: Местного Сверхскопления (МС) [1], объединенной выборки Северных [2] и Южных триплетов [3] триплетов из каталога групп Талли [4] и выборки Широких триплетов [?].

Медианные значения отношения суммы индивидуальных масс компонентов триплета к вириальной массе системы $M_{vir}/\sum M_{25}$ равны: 5 — для МС, 11 — для Северных и Южных триплетов, 18 — для Широких, 29 — для триплетов Талли. Данные результаты говорят о присутствии темного вещества в триплетах галактик, что согласуется с данными других авторов. Различие величины $M_{vir}/\sum M_{25}$ для разных выборок можно объяснить эффектами селекции. Отсутствие корреляции отношения $M_{vir}/\sum M_{25}$ со среднегармоническим радиусом триплета может указывать на наличие значительного количества темной материи в гало галактик.

Список литературы

1. Вавилова И. Б., Караченцева В. Е., Макаров Д. И. и др. Триплеты галактик Местного Сверхскопления. I. Кинематические и вириальные свойства // Кинематика и физика небесных тел (В печати)
2. Караченцева В. Е., Караченцев И. Д., Лебедев В. С. Изолированные триплеты галактик: полная сводка лучевых скоростей и редуцированные данные // Изв. САО. 1987. 26. С. 42.
3. Karachentseva V. E., Karachentsev I. D. Southern Isolated galaxy Triplets // Astronomy Reports. 2000. 44. № 8. P. 501.
4. Tully R. B. Nearby galaxies catalog. II. An All-Sky survey within 3000 kilometers per second // Astrophys. J. 1987. 321. P. 280.

A. Moreigne¹, D. Bouvard²

¹ Institute of political sciences, France,

² Alliance Francaise, France

О ВЫСШЕМ ОБРАЗОВАНИИ ВО ФРАНЦИИ

В систему высшего образования Французской Республики входят как традиционные университеты и колледжи, так и такие уникальные учебные заведения, как Ecole Normale, Ecole Nationale d'Administration и др. Существуют специальные стипендии для поддержки иностранных студентов, аспирантов и ученых.

**ИССЛЕДОВАНИЕ ОГИБАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ
СЕМЕЙСТВА ТРАЕКТОРИЙ ИЗОТРОПНО
ВЫБРОШЕННЫХ ЧАСТИЦ В ВОЗМУЩЕННОМ
СЛУЧАЕ**

Падение метеоритов на малый спутник приводит к выбросу в космос массы реголита, во много раз превосходящей массу ударника. Ограничимся рассмотрением относительно крупных частиц с массами более 10^{-7} г. Поведение более мелких в значительной степени определяется электромагнитным взаимодействием с фотонным и корпускулярным солнечным излучением и с магнитным полем планеты. Пусть в момент t_0 произошел изотропный выброс со скоростями, меньшими максимально возможной b . В силу неравенства орбитальных периодов траектории частиц плотно заполняют некоторую область **D**. Через 1–3 месяца долготы узлов и перицентров распределяются по окружности и область **D** станет телом вращения, топологическим полноторием. Та же картина наблюдается при взрыве ИСЗ, находящегося на высокой круговой орбите, причем роль выброшенных частиц играют осколки спутника. Чтобы получить границу S области D , достаточно считать скорости равными b . Ранее были получены параметрические уравнения S как огибающей семейства возмущенных траекторий выброшенных частиц. В данной работе исследуются ее свойства.

Работа выполнена при поддержке РФФИ и Ведущей Научной Школы.

ПРОФИЛИ ЛИНИЙ ИЗЛУЧЕНИЯ МОЛЕКУЛ В МОЛЕКУЛЯРНЫХ ОБЛАКАХ

В докладе проводится систематический анализ факторов, определяющих характеристики эмиссионных линий молекул в условиях, характерных для молекулярных облаков. Исследовано влияние внешнего излучения и столкновений молекул с H_2 на температуру возбуждения вращательных переходов молекул CO и HCO^+ . На примере выборки сферически-симметричных модельных облаков исследована зависимость основных параметров линий (интенсивности, ширины, формы) от кинетической температуры, плотности водорода и лучевой концентрации молекул. Подробно обсуждаются условия формирования двугорбого профиля у оптически-толстых линий. Кратко описывается влияние сжатия/расширения облака и его вращения на форму и смещение профилей линий. Представлена детальная схема, поясняющая образование двугорбого профиля и его асимметрии в присутствии регулярного поля скоростей.

**РАЗВИТИЕ ВЗАИМОПОНИМАНИЯ МЕЖДУ
НАРОДАМИ — ОСНОВНАЯ ЦЕЛЬ ФОНДА
ИМЕНИ РОБЕРТА БОША**

Основанный в 1964 г., фонд Роберта Боша является одним из самых больших фондов Германии. Он воплощает в себе общественно ориентированные стремления основателя фирмы и фонда Роберта Боша (1861–1942). В современной форме фонд реализует завещание своего основателя, принимая участие в общественных инициативах, разрабатывая перспективные предложения и достойно их воплощает в действительность.

Фонд реализует цели, указанные в статуте, в пяти различных сферах:

- наука в обществе;
- здоровье, гуманитарная помощь;
- взаимопонимание народов I;
- взаимопонимание народов II;
- молодежь, образование, гражданское общество.

Н. В. Примак¹, Ю. С. Ефимов¹

¹Крымская астрофизическая обсерватория

3C 66A: SYNCHROTRON RADIATION STRENGTH VARIATION IN 2003

The BL Lac-type object 3C 66A was observed at the Crimean Astrophysical Observatory from February–December 2003 in the frames of the international program OJ-94. Photopolarimetric observations were carried out with a 125 cm telescope in the UBVRI bands. In all observations the spectral energy distribution is well represented by the power-law spectrum; with a spectral index α ($F_\nu \sim \nu^{-\alpha}$). The spectral energy distribution became flatter (α decreased from 1.47 to ~ 1.1) and the degree of polarization fell 15 % in February to ~ 1.1 in December when the brightness of the object increased by ~ 1 magnitude. These effects may be due to decreasing magnetic field strength in the jet of 3C 66A.

M. Rode

Deutscher Akademischer Austauschdienst, Germany

HOW THE DAAD HELPS RUSSIAN SCIENTISTS

The DAAD (Deutscher Akademischer Austauschdienst) is an organisation of all German Universities and is financed mainly by German ministries. We help German students and scientists to study and conduct research abroad and foreign students and scientists to study and conduct research in Germany — more than 50 thousand last year (among those 31930 foreigners). In 2004 even more programs were launched to help Russian scientists to do their Ph.D. studies in Germany. Even without the knowledge of German language — because English is now sufficient in natural science.

© Н. В. Примак, Ю. С. Ефимов, 2005

© M. Rode, 2005

Н. Р. Троицкий¹, И. И. Пирогов¹,
И. И. Зинченко¹, А. А. Ji yang²

¹Институт прикладной физики РАН,

²Purple Mountain Observatory

ОБЗОР СВЯЗАННЫХ С ИК-ИСТОЧНИКАМИ ОБЛАСТЕЙ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ В ЛИНИИ $J = 1 - 0$ МОЛЕКУЛЫ CO И ЕЕ ИЗОТОПОВ

Одной из важных задач систематических исследований плотных молекулярных облаков, где, по современным данным, происходит процесс звездообразования, является изучение вариаций физических параметров звездообразующих плотных ядер в зависимости от их положения в Галактике. Большая часть подобных исследований опирается на данные обзоров ИК-источников и водяных мазеров, являющихся индикаторами ранних стадий эволюции звезд.

Нами были проведены наблюдения 23 плотных ядер молекулярных облаков, связанных с “холодными” ИК-источниками IRAS, в линии $J = 1 - 0$ молекул $C^{18}O$, ^{13}CO и CO. Наблюдения проводились на 13.7-м радиотелескопе обсерватории Purple Mountain, China. Линия $C^{18}O(1-0)$ зарегистрирована в 21 объекте. В приближении локального термодинамического равновесия проведены оценки лучевых концентраций молекул $C^{18}O$ и H_2 в направлении позиций максимума интегральной интенсивности $C^{18}O$, которые составили $(2.5-10.4) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ и $(1.5-6.1) \cdot 10^{22} \text{ см}^{-2}$ соответственно. Кинетические температуры, определенные по линиям CO для этих позиций, варьируют от 14 до 45 К. Для шести объектов, в которых карты в линии излучения $C^{18}O(1-0)$ можно считать законченными полностью, оценены размеры областей излучения данной молекулы – $(0.5-1.2)$ пк. Также проведены оценки массы этих объектов, исходя из предположения о локальном термодинамическом равновесии – $\sim 380-1700 M_{\odot}$, что неплохо согласуется с оценками, следующими из теоремы вириала. Оценены средние концентрации молекул H_2 , диапазон изменения которых составил $\sim (0.3-1.4) \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$.

Работа проведена при поддержке РФФИ и ГФЕН Китая (совместный грант 03-02-39016-ГФЕН) и гранта НШ-1483.

СОДЕРЖАНИЕ НЕОНА В ДИСКАХ СПИРАЛЬНЫХ ГАЛАКТИК

Мы определили содержание неона и кислорода в дисках семи спиральных галактик. Построены градиенты распределения содержания кислорода и неона. Радиальное распределение содержания неона сравнивалось с радиальным распределением содержания кислорода в каждой галактике. Мы определили, что отношение содержания кислорода к содержанию неона равно константе в пределах ошибок. Для определения содержания неона и кислорода использовались собранные в литературе спектральные данные HII областей спиральных галактик. Содержание кислорода в галактиках определялось с помощью недавно предложенного Р-метода [1]. Определялась электронная температура HII области с использованием полученного содержания кислорода, уравнений Пейджела (Pagel) [2] для кислорода и Гарнета (Garnett) [3] для электронной температуры. Далее, используя формулу Пейджела, определялось содержание неона в каждой HII области.

Список литературы

1. *Pilyugin L. S.* On the oxygen abundance determination in HII regions. High-metallicity regions // *Astron. Astrophys.* 2001. P. 594.
2. *Pagel B. E. J., Simonson E. A., Terlevich R. J. et al.* The primordial helium abundance from observations of extragalactic HII regions // *MNRAS.* 1992. P. 325
3. *Garnett D. R.* Electron temperature variations and the measurement of nebular abundances // *Astron. J.* 1992. P. 1330.

МОДЕЛЬ ПОГЛОЩЕНИЯ ДИСКОВОЙ ГАЛАКТИКОЙ КАРЛИКОВОЙ ГАЛАКИКИ С БОЛЕЕ НИЗКИМ СОДЕРЖАНИЕМ ТЯЖЕЛЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

С целью исследования изменений в химическом составе дисковой галактики при поглощении карликовой галактики с более низким содержанием тяжелых элементов была построена численная модель такого поглощения. Было получено, что в результате слияния с карликовой галактикой дисковая галактика становится более богатой на содержание тяжелых элементов. Также было получено, что как присутствие карликовой галактики с пониженным содержанием тяжелых элементов в гало дисковой галактики, так и присутствие ее остатков в диске галактики (после поглощения) отображается на графике радиального распределения содержания тяжелых элементов в виде компактной области с уровнем их содержания значительно ниже среднего. Следовательно, согласно с данными о распределении содержания тяжелых элементов в дисковой галактике можно выявить в ней наличие карликовой галактики с пониженным содержанием тяжелых элементов. При этом о местонахождении спутника (в гало находится спутник или уже упал на диск) можно судить, оценивая положение такой компактной области. Полученные результаты мы сравнили с наблюдательными данными для дисковой галактики *NGC2903* и выяснили, что в ней наблюдаются проявления поглощения карликовой галактики с пониженным содержанием тяжелых элементов.

ДВИЖЕНИЕ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ ГАЛАКТИКИ

Исследовано движение космических лучей сверхвысоких энергий (КЛСВЭ) в регулярной компоненте магнитного поля Галактики [1]. Рассмотрены модели магнитного поля в симметричном и асимметричном случаях [2, 3]. Построены карты отклонений направлений прихода КЛСВЭ для различных моделей магнитного поля Галактики. В случае модели асимметричного магнитного поля обнаружена приэкваториальная зона уменьшения концентрации направлений прихода космических лучей с энергией $E \leq 5 \cdot 10^{19}$ эВ. Мы также оценили вклад случайной компоненты галактического магнитного поля при отклонении КЛСВЭ.

Построены карты зависимости времени распространения космических лучей от энергии и направления прибытия. Показано, что регулярная компонента галактического магнитного поля увеличивает время распространения до 700 тыс. лет для невысоких энергий ($E \geq 3 \cdot 10^{17}$ эВ). Эта величина заметно больше, чем ожидаемое время распространения в случайной компоненте магнитного поля Галактики. Регулярная и турбулентная компоненты галактического магнитного поля незначительно модифицируют поток космических лучей при энергиях $E \geq 10^{18}$ эВ.

Список литературы

1. *Berezinskii V. S., Bulanov S. V., Dogiel V. A. et al.* Astrophysics of cosmic rays. North-Holland, 1990.
2. *Han J. L., Qiao G. J.* The magnetic field in the disk of our Galaxy // *Astron. Astrophys.* 1994. Vol. 288. P. 759.
3. *Tinyakov P. G., Tkachev I. I.* Tracing protons through the Galactic magnetic field: a clue for charge composition of ultra-high-energy cosmic rays. // *Astroparticle Physics.* 2002. Vol. 18. P. 165.

Стеновые доклады

И. И. Бондаренко¹, Л. С. Кандазали¹

¹Уральский государственный педагогический университет

АСТРОНОМИЯ В СИСТЕМЕ ШКОЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ

Данная статья посвящена необходимости поэтапного изложения астрономических вопросов в курсе средней школы, начиная с младших и заканчивая выпускными классами.

Поскольку базисным учебным планом курс астрономии в основной (9-летней) школе не предусмотрен, предлагается, не меняя базисный учебный план, организовать в школах систему факультативов по астрономии и космонавтике.

Разработан курс факультативов, рассчитанный на разные возрастные особенности школьников, на различия в их профильном обучении (в старших классах).

О ПРИРОДЕ ТРЕТЬЕГО КОМПОНЕНТА В СПЕКТРЕ SZ CAM

На основе обработки спектральных данных SZ Cam, полученных автором в ноябре 2003 г. на 6-м телескопе CAO РАН и имеющих высокое отношение сигнал/шум, сделан вывод о возможном формировании линий третьего компонента в газовой оболочке, вероятно, окружающей эту затменную систему. Данный вывод не согласуется с выдвинутым ранее группой Lorenz et al. [1] предположением о принадлежности линий третьего компонента третьему телу в системе SZ Cam, обнаруженному по спеклинтерферометрическим наблюдениям и предположительно являющемуся также двойной системой.

Наш вывод основан на следующих результатах:

1. динамика изменения лучевой скорости третьего компонента не соответствует световым элементам, приведенным в [1].
2. Обнаружена уверенная корреляция изменения лучевой скорости третьего компонента и главного компонента SZ Cam.
3. Глубины линий третьего компонента и компонентов SZ Cam меняются с фазой. Причем изменения глубин третьего компонента и компонентов SZ Cam происходят в противофазах.
4. Полученные нами лучевые скорости главного компонента SZ Cam на фазах 0–0.5 не укладываются на синусоидальную кривую лучевых скоростей.

Список литературы

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

ФОТОМЕТРИЯ ГЕОСТАЦИОНАРНЫХ СПУТНИКОВ НА ЭЛЕКТРОФОТОМЕТРЕ ТЕЛЕСКОПА АЗТ-3

В Коуровской астрономической обсерватории УрГУ несколько десятков лет проводятся позиционные наблюдения геосинхронных спутников (ГСС). При отождествлении неизвестных объектов большую роль играет фотометрическая информация. Наиболее точная регистрация блеска спутника возможна при использовании электрофотометра.

Осенью 2003 г. на телескопе АЗТ-3 Коуровской обсерватории были проведены электрофотометрические наблюдения геостационарных спутников [1], выполненные в условиях исключительной прозрачности атмосферы, вблизи моментов входа в тень Земли или противостояния с Солнцем. Удалось обнаружить исключительно большое изменение блеска (7^m) одного из спутников.

В условиях низкой прозрачности или слабого блеска спутника обнаружить геостационар визуально для измерения его блеска с помощью электрофотометра, установленного на телескопе АЗТ-3, не представляется возможным. Для поиска ГСС мы применили ПЗС-камеру, поместив ее в фокальной плоскости гида ($D = 0.14$ м, $F = 1.27$ м, поле зрения $43'$) телескопа ($D = 0.4$ м, $F = 11$ м), в фокусе Кассегрена которого был установлен электрофотометр. При одноминутной экспозиции на ПЗС-кадре явно обнаруживались спутники, сравнимые по блеску с фоном неба. В декабре 2004 г. были проведены наблюдения двух ГСС, имеющих значение блеска лишь в два раза превышающее фон неба. Получена двухчасовая кривая изменения блеска. Обнаружено изменение взаимной ориентации спутников.

Список литературы

1. Горда С. Ю., Захарова П. Е., Кузнецов Э. Д., Малышева Л. К. Электрофотометрические наблюдения геосинхронных спутников // Физика Космоса: Тр. Международ. студ. науч. конф., 2–6 февр. 2004 г. Екатеринбург: Изд-во Урал. ун-та, 2004. С. 283.

**АНАЛИЗ ДИНАМИЧЕСКОЙ ЭВОЛЮЦИИ ОРБИТ
ГЕОСИНХРОННЫХ СПУТНИКОВ ПО РЕЗУЛЬТАТАМ
НАБЛЮДЕНИЙ НА ТЕЛЕСКОПЕ АЗТ-3
КОУРОВСКОЙ АСТРОНОМИЧЕСКОЙ
ОБСЕРВАТОРИИ УРГУ**

Наблюдения геосинхронных спутников на телескопе АЗТ-3 Коровской астрономической обсерватории УрГУ ведутся с 1994 г. По результатам наблюдений определены положения и получены улучшенные элементы орбит для более чем сотни пассивных объектов: космических аппаратов, выработавших ресурс, разгонных блоков, апогейных двигателей и других искусственных небесных тел, относимых к категории «космический мусор».

Пассивные объекты представляют потенциальную опасность для активных геостационарных спутников. С целью оценки точности прогнозирования движения объектов, включенных в каталог, и для определения характеристик долгопериодической эволюции их орбит было выполнено численное моделирование движения на интервале времени 10 лет. Использовалась «Численная модель движения ИСЗ», разработанная в НИИ Прикладной математики и механики при Томском государственном университете. Учитывались основные возмущающие факторы: гравитационное поле Земли (модель EGM-96 до 20-го порядка и степени), притяжение Луны и Солнца, световое давление, лунно-солнечные приливы.

Результаты моделирования движения 81 пассивного объекта, имеющего в каталоге элементы орбит на две и более эпохи, показали, что точность вычисления эфемерид на интервале времени несколько лет достаточна для обнаружения объектов. Для большинства наблюдаемых объектов долгопериодическая эволюция орбит имеет регулярный характер: 65 объектов движутся в ротационном режиме, 25 — либрируют относительно устойчивой точки с долготой 75° в. д. Особый интерес представляет разгонный блок 1993-062D, движущийся в режиме либрации относительно двух устойчивых точек, в долгопериодической эволюции элементов орбиты которого выявлены стохастические свойства.

Т. С. Зобачева¹, А. Б. Островский¹,
А. М. Соболев¹, Я. Н. Павлюченков²

¹Уральский государственный университет,

²Институт астрономии РАН

ИССЛЕДОВАНИЕ ОШИБОК ВОССТАНОВЛЕНИЯ ФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ТЕМНЫХ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ОБЛАКОВ С ПОМОЩЬЮ МЕТОДА LVG

Одной из важнейших задач астрономии является определение параметров космических объектов по их излучению (решение обратной задачи). Наиболее часто применяемым методом для моделирования молекулярных облаков является метод LVG. Этот численный метод является приближенным, поэтому физические условия в среде можно определить только с некоторой погрешностью.

Целью данной работы является исследование ошибок определения физических параметров темного молекулярного облака по наблюдениям радиолиний молекулы CS. В качестве модели излучения реального облака использовались результаты расчетов с помощью точного метода (применялся программный комплекс URAN(IA), написанный Я. Павлюченковым).

Исследовались характер и величины ошибок определения концентраций H_2 , CS. В результате проведенной работы получено, что метод LVG достаточно точно восстанавливает значения концентраций H_2 , CS при содержании в облаке до $4 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$ и $1,5 \cdot 10^{-9} \text{ см}^{-3}$ соответственно, если $R_{\text{cloud}} = 3 \cdot 10^{17} \text{ см}$, $T_K = 10 \text{ К}$, $dV = 0,3 \text{ км/с}$. При увеличении концентраций H_2 и CS в облаке повышается чувствительность метода LVG к значениям параметров.

ИДЕНТИФИКАЦИЯ ГЕОСТАЦИОНАРНЫХ СПУТНИКОВ ПО РЕЗУЛЬТАТАМ ОБЗОРНЫХ НАБЛЮДЕНИЙ НА КАМЕРЕ СБГ

В период с 1984 по 2004 г. в Коуровской обсерватории регулярно проводились обзорные фотографические наблюдения геостационарных спутников (ГСС), целью которых было определение точных положений зарегистрированных объектов (без их идентификации со спутниками опорного каталога).

Настоящая работа посвящена идентификации геостационаров, зарегистрированных во время этих обзоров. Использовались два способа идентификации. Первый основан на сравнении кеплеровых элементов орбит, полученных по результатам наблюдений и по результатам прогноза движения объектов опорного каталога ГСС на моменты наблюдения; второй — на сравнении расстояний между орбитами. Для идентификации первым способом были получены критерии идентификации, основанные на оценках средних квадратических ошибок определения элементов предварительных орбит, оценках разностей предварительных и улучшенных элементов и оценках разностей результатов численного моделирования движения ГСС и результатов наблюдений. Для этого были использованы 7–11-летние ряды оригинальных наблюдений ГСС 1985-010В, 1973-013А и 1985-102А. Численное моделирование движения ГСС выполнялось с помощью программы «Численная модель движения ИСЗ», разработанной в НИИПММ при ТГУ. В качестве опорного каталога ГСС использовался Зональный каталог геостационарных спутников [1], электронная версия которого была составлена в ходе выполнения данной работы. В результате идентифицировано 8 объектов, результаты систематизированы и оформлены в виде каталога положений и элементов орбит.

Список литературы

1. Демченко Б. И., Диденко А. В. и др. Зональный каталог геостационарных спутников. Алматы.: Гылым, 1996.

Н. Д. Калинина¹, L. E. B. Johansson²

¹Астрономическая обсерватория УрГУ,

²Onsala Space Observatory

МОЛЕКУЛЫ В НАПРАВЛЕНИИ НА МОЛЕКУЛЯРНОЕ ЯДРО W3(OH)

Представлены предварительные результаты обработки спектрального обзора области массивного звездообразования W3(OH).

Наблюдения проводились на телескопе OSO-20m в Онсала (Швеция) в период с 1999 по 2002 г. в направлении с координатами $\alpha_{1950} = 02^h23^m17.300^s$, $\delta_{1950} = 61^\circ38'58.00''$ в диапазоне частот 84—115.5 ГГц.

Зарегистрированы 123 эмиссионные спектральные детали молекул. Из них 81 можно считать отождествленными, принадлежащими 23 молекулам: SO, CS, CO, CN, HCN, HCS⁺, HCO⁺, SiO, CCH, HNC, OCS, SO₂, HNCO, NNH⁺, H₂CS, H₂CO, H₂CCO, HC₃N, CH₃OH, CH₃CN, C₂H₃CN, CH₃CHO-а, CH₃CCH.

У части молекул наблюдаются также изотопы:

S³⁴O

C¹³S CS³³ CS³⁴

C¹³O CO¹⁷ CO¹⁸

HC¹³N

HC¹³O⁺

C¹³H₃OH

HNC¹³

Для спектральных линий приводятся результаты отождествления соответствующих молекулярных переходов, наблюдаемые частоты, параметры Гауссова приближения.

Работа проведена при поддержке РФФИ (грант 03-02-16433) и Минобразования (грант Е02-11.0-43).

БЕССИЛОВАЯ МАГНИТНАЯ АРКАДА КАК МОДЕЛЬ СИГМОИДАЛЬНОЙ СОЛНЕЧНОЙ ВСПЫШКИ

Получено новое решение для линейного бессилового поля, один период которого описывает магнитную аркаду изогнутой (сигмоидальной) формы.

Основными параметрами модели являются: 1) бессиловой параметр; 2) магнитная шкала высот; 3) отношение продольного магнитного поля в аркаде к поперечному. Рост любого из этих параметров ограничен областью, в которой бессиловое равновесие невозможно. На границе этой параметрической области система находится в критическом состоянии, за которым следует топологическая катастрофа — переход от закрытой магнитной конфигурации к открытой. Повидимому, именно с этой топологической перестройкой магнитного поля связано быстрое энерговыделение во вспышке и формирование коронального выброса.

Показано, что при напряженности магнитного поля на уровне фотосферы в 200 Гс и магнитной шкале высот 10 тыс. км запас свободной (т. е. связанной с электрическими токами) магнитной энергии в системе достаточен для обеспечения крупной солнечной вспышки.

М. С. Кирсанова¹, А. М. Поляков¹,
Т. В. Струнина¹, Н. В. Панкратова¹,
А. М. Соболев¹, А. П. Цивилев²

¹Уральский государственный университет,

²Пушчинская радиоастрономическая обсерватория ФИАН

НАБЛЮДЕНИЯ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ АММИАКА В ОБЛАСТЯХ ОБРАЗОВАНИЯ МАССИВНЫХ ЗВЕЗД

Проведены наблюдения инверсионных переходов NH_3 (K,K) на телескопе РТ-22 ПРАО ФИАН в направлении 15 областей массивного звездообразования. Излучение в линиях (1,1) и (2,2) зарегистрировано в 13 наблюдавшихся объектах. В большинстве объектов видны сателлитные линии (1,1). Проведено картографирование источника W75N в линиях (1,1) и (2,2) с шагом в $1.2'$. Впервые получена информация об излучении аммиака в направлении объектов 19186+1440 и 21381+5000, интересных нехарактерно большим разбросом скоростей в спектрах метанольных мазеров. Антенная температура в направлении на эти источники не превышает 0.14 К и 0.22 К соответственно. Линия (3,3) зарегистрирована в направлении на 7 из 8 самых ярких источников в линии (1,1). Получено, что другие линии аммиака являются очень слабыми для наблюдений на РТ-22.

Широкополосный корреляционный спектрометр телескопа позволил получить данные о линиях NH_3 (1,1) и (2,2) на одной спектрограмме. Преимущество таких наблюдений в том, что информация об отношении интенсивностей этих линий свободна от ошибок калибровки. Среднее значение ошибки определения отношения яркостей линий NH_3 (2,2)/ NH_3 (1,1) составляет 4 %, что сравнимо с точностью, полученной при более ранних исследованиях на телескопах значительно большего диаметра, а в ряде случаев превышает ее. Получено, что отношения яркостей данных линий в среднем превышают полученные ранее значения на 20 %. Результаты наблюдений могут быть использованы для уточнения температуры наблюдавшихся областей массивного звездообразования.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ (03-02-16433) и Минобразования (Е02-11.0-43).

© М. С. Кирсанова, А. М. Поляков, Т. В. Струнина, Н. В. Панкратова,
А. М. Соболев, А. П. Цивилев, 2005

ХИМИЧЕСКАЯ ДИАГНОСТИКА ДИНАМИКИ ОБРАЗОВАНИЯ ДОЗВЕЗДНЫХ ЯДЕР

Рассмотрена химическая эволюция коллапсирующих дозвездных ядер в нескольких моделях сжатия для установления возможности диагностики динамики их образования по текущему химическому составу. Законы изменения плотности в рассмотренных динамических моделях соответствуют гравитационному коллапсу с учетом газового давления, искусственно замедленному коллапсу, имитирующему присутствие магнитного поля, а также квазистационарному образованию дозвездного ядра в результате аккреции газа из внешних слоев на центр.

Показано, что проявление эффектов вымораживания молекул на пыль зависит от деталей динамического решения. В модели образования ядра через аккрецию одинаковая степень истощения молекул проявляется при больших плотностях, но меньших временах образования ядра, чем в модели с замедленным коллапсом. С другой стороны, истощение содержания молекул охватывает значительно большую массу облака в модели замедленного коллапса, особенно на ранних этапах образования ядра.

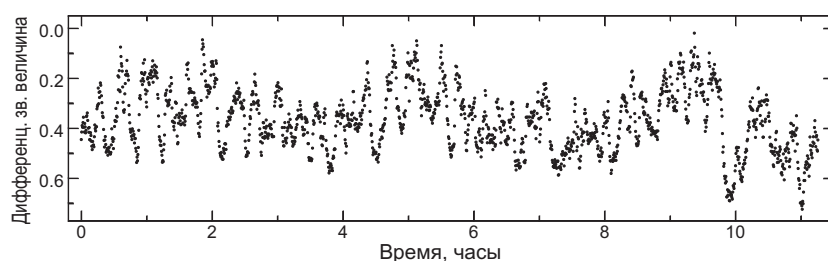
Показано, что на поздних этапах образования ядра в рассмотренных моделях переходят в состояния с существенно различными содержаниями молекул, но близкими отношениями содержаний к содержаниям монодейтерированных аналогов, что дает информацию о предыстории текущего состояния дозвездного ядра.

Исследована возможность воспроизведения особенностей химического состава темного облака V68 в рассмотренных динамических моделях. Химический состав V68 наиболее полно воспроизводится в моделях с низкой скоростью сжатия на временах больше $6 \cdot 10^6$ лет от начала сжатия. Ни в одной из рассмотренных моделей не удалось одновременно воспроизвести наблюдаемые содержания молекул CS и NH₃ — типичных представителей «ранней» и «поздней» химии соответственно.

Работа проведена при поддержке грантов РФФИ (04-02-16637, 03-02-16433) и Минобразования (Е02-11.0-43).

ОБНАРУЖЕНИЕ СВЕРХГОРБОВ В КРИВОЙ БЛЕСКА ВЗРЫВНОЙ ПЕРЕМЕННОЙ KR AUR

Сверхгорбы во взрывных переменных представляют собой колебания блеска с периодами, на несколько процентов отличающимися от орбитального периода, и обычно интерпретируются как проявление прецессии аккреционного диска. Они характерны для систем с орбитальными периодами короче трех часов. Из теоретических моделей следует, что они также могут возникать в звездах подтипа VY Scl, имеющих орбитальные периоды 3–4 ч. Поэтому поиск таких колебаний в KR Aur, относящейся к этому подтипу и имеющей орбитальный период 3.907 ч, представляет интерес и ранее уже осуществлялся другими авторами. Однако их наблюдения давали отрицательные или неоднозначные результаты.



Мы провели наблюдения KR Aur на многоканальном фотометре и 70-см телескопе Коуровской обсерватории в течение 13 ночей в январе — феврале 2004 г. Одна из кривых блеска показана на рисунке. Кроме фликеринга и быстрых квазипериодических колебаний, на ней видны колебания с периодом около 4 ч. Фурье-анализ показывает, что в течение наблюдений колебания имели стабильный период 3.770 ± 0.003 ч. Этот период на 3.5 % короче орбитального периода, что характерно для отрицательных сверхгорбов. Это означает, что KR Aur является системой, показывающей сверхгорбы и имеющей при этом довольно большой орбитальный период.

РЕАЛИЗАЦИЯ АЛГОРИТМА ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ ОПОРНЫХ ЗВЕЗД ПРИ НАБЛЮДЕНИИ ИСЗ В ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫХ СИСТЕМАХ

Основной целью данной работы было создание программы, позволяющей обрабатывать результаты наблюдений полярной области неба. В работе использован алгоритм отождествления опорных звезд, разработанный сотрудниками Астрофизического института им. В. Г. Фесенкова (Алма-Ата) [1]. Алгоритм реализован в виде программы на языке C++.

Исходными данными для программы являются момент времени наблюдения, координаты центра кадра (α_0, δ_0) и массив исправленных за дисторсию прямоугольных координат изображений звезд в кадре (x_j, y_j) , нормированных таким образом, что $-1 < x_j, y_j < 1$, а также параметры оптико-электронной системы, на которой проводились наблюдения.

Обработка результатов наблюдений в программе происходит в два этапа. На первом этапе, с использованием координат центра кадра, момента времени наблюдений, параметров оптико-электронной системы и звездного каталога формируется модель кадра — массив прямоугольных координат (X_i, Y_i) . В данной программе модель формируется таким образом, чтобы возможно было обрабатывать результаты наблюдений на всех склонениях, в том числе и $\delta = 90^\circ$, что отличает ее от программы, созданной алма-атинскими авторами. Для наглядности модель кадра изображается графически.

На втором этапе в соответствии с алгоритмом [1] сравниваются массивы прямоугольных координат точек (звезд) модели кадра (X_i, Y_i) и изображений звезд реального кадра (x_j, y_j) .

Список литературы

1. Демченко Б. И., Диденко А. В., Матягин В. С. и др. Автоматизация наблюдений подвижных космических объектов. Алма-Ата: Наука Казахской ССР, 1990.

НАБЛЮДЕНИЯ БЫСТРЫХ ПОВОРОТОВ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН В БИПОЛЯРНОЙ ГРУППЕ

Изучалось вращение пятен в биполярной группе, проходившей по диску Солнца в августе 2003 г. Группа наблюдалась на широте 19°S . Погодные условия позволили получить снимки пятен за четыре дня — с 5 по 8 августа, в общей сложности, в течение 12.5 ч. Головное пятно вытянутой формы, размером $90'' \times 40''$, напряженностью 30S; хвостовое пятно диаметром $30''$, напряженностью 25N. Оба пятна имели многоядерную структуру тени и в течение наблюдений заметно изменялись. Съемка велась с помощью видеокамеры ежеминутно. Методика описана в [1].

Установлено, что вращение головного и хвостового пятен между собой никак не связано. Время поворота, возможно, связано с размерами пятна. Большие пятна вращаются медленнее и с большей амплитудой. Головное пятно содержало несколько ядер, поэтому вращение определялось по нескольким направлениям и оказалось, что характер вращения в одном и том же пятне, определенный по разным ядрам, различный. Вращение, определенное по ядрам, расположенным на одной широте, но на разных долготах, носит обычный характер с периодом 30–40 мин, а по ядрам, расположенным примерно на одной долготе, повороты носят хаотичный характер и имеют небольшую амплитуду.

Наличие обширной полутени неправильной формы у обоих пятен дало возможность проследить, изменяется ли положение полутени. По не очень многочисленным измерениям, только для пятен, где полутень видна четко, изменения положения полутени не выходят за пределы ошибок измерений.

Список литературы

1. Лямова Г. В. О быстрых поворотах солнечных пятен // Физика Космоса: Тр. Международ. студ. науч. конф., Екатеринбург, 2–6 февр. 2004 г. Екатеринбург: Изд-во Урал. ун-та, 2004. С. 293.

МЕТОД ОТОБРАЖЕНИЯ В РЕШЕНИИ ЗАДАЧИ МОЛОДЕНСКОГО

Предлагаемый метод решения задачи Молоденского основан на отображении одного евклидова пространства на другое. Идея заключается в том, что отображение действительного пространства, которое названо гипсометрическим, производится в сферическое пространство, где краевые задачи решаются намного легче. В результате, если решать задачу Молоденского способом Молоденского, упрощается основное интегральное уравнение и сильно упрощается его решение.

Возникает также возможность использовать для определения возмущающего потенциала T формулу, которая в сферическом пространстве принимает вид

$$T(R, \Phi, \lambda) = -\gamma R^2 \iint_{\omega} \frac{1}{\gamma} \Delta g_{\Omega} d\omega,$$

где γ — нормальная сила тяжести; ω — сфера радиуса 1; R — радиус-вектор; Φ, λ — геоцентрические широта и долгота; Δg_{Ω} — аномалии силы тяжести, отображенные из гипсометрического пространства в сферическое.

ДЕГАЗАЦИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ В ПЛАНЕТАРНОЙ ЭВОЛЮЦИИ

Роль летучих в планетарной эволюции можно проиллюстрировать на примере двух наиболее изученных планет Солнечной системы — Земли и Марса. В своей эволюции Марс последовательно прошел через четыре стадии. Первая стадия соответствует древней, предшествовавшей периоду интенсивной метеоритной бомбардировки, эпохе глобальной общепланетной дегазации с повсеместной вулканической деятельностью и формированием планетарного грязе-пирокластического чехла, который сохранился в древних сильнократерированных областях. Затем Марс вошел во вторую стадию своего развития, соответствующую эпохе площадной планетарной дегазации, связанной с локализацией вулкано-магматической деятельности в пределах отдельных регионов планеты, формированием протоматериковых образований Элизий и Фарсида и наращиванием в их пределах мощности грязепирокластов. В случае внедрения в чехол смерзшихся грязепирокластов магматических интрузий происходило образование больших объемов высокоомобильных и горячих грязепирокластов, которые под большим давлением прорывались на поверхность планеты, формируя русла истечения шириной до 200 км при длине до 1500 км.

На заключительных этапах формирования протоконтинентов Марса происходили обширные извержения вулканитов среднего состава, для которых характерно скорее извержение пирокластических, чем лавовых потоков. Значительную роль при этом играла фреатомагматическая деятельность, а специфику Марса обусловило широкое развитие грязевых лав. После формирования протоконтинентов Фарсида и Элизий Марс, миновав стадию линейной планетарной дегазации и магмо-тектонической активности — тектонику плит, сразу вошел в стадию локальной вулканической деятельности, в ходе которой сформировались четыре крупнейших вулкана Солнечной системы. И завершила эндогенное развитие Марса продолжающаяся и сейчас стадия почти полного покоя.

Т. П. Никифорова, А. С. Бессонов, В. Э. Берланд
Уральский государственный университет

ИССЛЕДОВАНИЕ СИСТЕМЫ АКТИВНЫХ НИЗКИХ ПЕТЕЛЬ НА ЛИМБЕ СОЛНЦА

Проанализированы спектрофотометрические наблюдения системы низких активных петельных протуберанцев (АПП) на лимбе Солнца в спектральной области $\lambda\lambda 3710 \div 4110 \text{ \AA}$, полученные авторами в АО УрГУ 23.07.1991 с помощью солнечного телескопа АЦУ-5 и спектрографа АСП-20. Параллельно были получены фильтрограммы в линии H_α с помощью ИПФ Шольца (полоса пропускания 1 \AA с использованием зеркальной приставки, установленной перед щелью спектрографа. При этом щель, расположенная под углом 27° к лимбу, одновременно пересекла основание одной из петель, боковые соприкасающиеся ветви двух соседних петель и вершину второй петли. Прослежена эволюция петель в течение 0.5 ч. Показано, что одновременно с распадом одной из петель на фрагменты наблюдалось значительное усиление яркости в одном из оснований этой же петли. Однако вычисленные из доплеровских полуширин линий H_δ — H_9 водорода и H и K CaII кальция значения кинетических температур не показали больших различий для разных частей петель: $T = 11 \cdot 10^3 \text{ K}$ (погрешность до 19 %) при микротурбулентных скоростях $V_t = 3 \text{ км/с}$ для яркого основания петли и $9 \cdot 10^3 \text{ K}$ при $V_t = 7 \text{ км/с}$ для боковых ветвей петель и вершины. По-видимому увеличение яркости в основании петли было обусловлено в основном не повышением температуры, а увеличением плотности. Населенности верхних уровней линий водорода H_δ , H_ϵ , H_8 , H_9 оказались типичными для спокойных протуберанцев. Вычисленные по населенностям линий H и K CaII температуры возбуждения уровней ($T_{ex} \approx 3 \cdot 10^3 \text{ K}$) оказались аномально низкими.

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЖИМОВ НАКАЧКИ МЕТАНОЛЬНЫХ МАЗЕРОВ I КЛАССА

Мазеры на переходах метанола традиционно подразделяются на источники II класса, ассоциируемые с яркими зонами НП и зонами массивного звездообразования, и источники I класса, которые обычно расположены вдали от ярких источников излучения в континууме. Режимы накачки источников I класса изучены недостаточно хорошо по сравнению с источниками II класса (наиболее яркий переход на частоте 6.7 ГГц).

Наиболее яркими переходами I класса являются переходы $7_0 - 6_1 A^+$ на 44 ГГц, $8_0 - 7_1 A^+$ на 95 ГГц и серия $J_2 - J_1 E$ с частотами около 25 ГГц. Основной задачей моделирования процессов накачки мазеров I класса является восстановление физических параметров среды в зоне формирования мазерного излучения по абсолютным значениям и соотношениям интенсивностей наблюдаемых линий излучения. Проведено моделирование процессов накачки в условиях, характерных для источников I класса, с учетом столкновительных и радиативных переходов между уровнями основного и первого крутильного состояний молекулы метанола.

Одной из проблем моделирования мазеров метанола I класса являлось получение высоких ($\sim 10^8 K$) яркостных температур линий на 44 ГГц и наблюдаемого соотношения интенсивностей линий на 44 и 25 ГГц. В работе показано, что возникновение яркой линии $7_0 - 6_1 A^+$ возможно только в специфических условиях. Наиболее важными являются ограничения, накладываемые на оптическую вытянутость зоны излучения по лучу зрения (beam-фактор > 20) и на значение удельной лучевой концентрации по метанолу (оптимальные значения в диапазоне $10^{9.5} - 10^{10.2} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}$). Плотность по водороду лежит в пределах $10^5 - 10^6 \text{ см}^{-3}$. Результаты позволяют использовать соотношение интенсивностей линий на 44, 95 и 25 ГГц для определения физических условий в зоне формирования мазерного источника.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (03-02-16433).

Е. Л. Перевозкина¹, И. И. Бондаренко²

¹Министерство образования Свердловской области,

²Уральский государственный педагогический
университет

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВОЗРАСТА КОМПОНЕНТОВ ТДС С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЗАКОНА ТОРМОЖЕНИЯ СКУМАНИЧА

Проведено уточнение возрастов контактных двойных систем ранних спектральных классов (КР) каталога И. И. Бондаренко и Е. Л. Перевозкиной [1] на основе использования эмпирического закона торможения Скуманича для тесных двойных систем в записи, предложенной А. В. Тутуковым и А. В. Федоровой [2]. Соотношение Скуманича неоднократно использовалось для оценки эффективности потери орбитального углового момента тесными двойными звездами с маломассивными компонентами, причиной которого служит магнитный звездный ветер. Минимальные значения возрастов спутников КР-систем составляют 8–44 млн лет, максимальные — 95–557 млн лет. Данный способ определения возрастов спутников РГП-систем был применен к системам каталога [3], при этом полученные результаты согласуются для маломассивных компонентов.

Список литературы

1. Бондаренко И. И., Перевозкина Е. Л. Контактные двойные звезды ранних спектральных классов: Урал. гос. пед. ун-т, Екатеринбург: 1997.
2. Федорова А. В., Тутуков А. В. //Астрон. журн. 1994. Т. 71, вып. 3. С. 431.
3. Свечников М. А., Дремова Г. Н., Перевозкина Е. Л. Определение возрастов для звезд типа РГП из «Каталога орбитальных элементов, масс и светимостей затменных переменных звезд типа РГП с известными фотометрическими и спектроскопическими элементами» М. А. Свечникова и Е. Л. Перевозкиной. Екатеринбург: Изд-во Урал. ун-та, 1999. С. 133.

**КИНЕМАТИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ СПИРАЛЬНОЙ
СТРУКТУРЫ ГАЛАКТИКИ ПО ДАННЫМ
О РАССЕЯННЫХ ЗВЕЗДНЫХ СКОПЛЕНИЯХ
И ОВ-ЗВЕЗДАХ**

На основе данных о положениях, лучевых скоростях и собственных движениях рассеянных звездных скоплений и ОВ-звезд получена кривая вращения Галактики, приближенная полиномом по обратным степеням расстояний от оси вращения Галактики. Определены отдельные параметры спиральной структуры Галактики, такие, как угол наклона спиральных ветвей $i = 21.5^\circ$, угловая скорость спирального узора $\Omega_P = 20.4 \pm 2.5$ км/с/кпк, начальная фаза спирали $\vartheta_O = 206^\circ$, положения области коротации и внутреннего, и внешнего линдбладовских резонансов. По данным для объектов ветвей Киля-Стрельца и Ориона определены амплитуды искажения поля скоростей диска Галактики $f_R = -3.97 \pm 1.3$ км/с и $f_\theta = +13.27 \pm 2.3$ км/с. При этом спиральная структура Галактики оказывается практически неизменной на протяжении последнего миллиарда лет, и следы концентрации объектов к спиральным ветвям могут быть прослежены до таких значений возраста. Однако РЗС не дают возможности определить количество спиральных ветвей в структуре.

О ВХОЖДЕНИИ ГСС В ТЕНЬ ЗЕМЛИ

Неоднократно сообщалось, что явления вхождения ИСЗ, в том числе ГСС, в тень Земли и выхода из нее дают полезную информацию не только о самих ИСЗ, но и об атмосфере Земли. С целью моделирования явления вхождения ГСС в тень Земли прежде всего были определены размеры тени и полутени на расстоянии стационарной орбиты. Первоначально использовались формулы из монографии А. А. Михайлова [1] с учетом того, что обычно величина тени больше, чем следует из чистой геометрии. Радиус тени для расстояния от центра Земли до ГСС 42159 км получился близким к $8^{\circ}34'$, полутени — $9^{\circ}7'$. Независимо размер тени для указанного расстояния был определен с использованием сравнения с данными Линка [2] для размера тени на расстоянии Луны, результат — $8^{\circ}32'$. Для моделирования процесса вхождения в тень и выхода из нее была составлена программа, с помощью которой можно определять размер тени в зависимости от расстояния до Солнца и ГСС, а также время вхождения ГСС в тень и выхода. Программа была использована для анализа результатов пробных фотометрических наблюдений двух ГСС в работе [3]. Эти ГСС наблюдались в момент вхождения в тень и выхода из нее, а один из них в момент, когда он, находясь вне тени, дал блик от панелей СБ. Для этих ГСС определены моменты вхождения в тень и выхода из нее, а также ориентация поверхности, давшей блик.

Список литературы

1. Михайлов А. А. Теория затмений. М.: Наука, 1954.
2. Линк Ф. Лунные затмения. М.: Иност. лит., 1962.
3. Горда С. Ю., Захарова П. Е., Кузнецов Э. Д. и др. // Физика космоса: Тр. 32-й Международ. студ. науч. конф., Екатеринбург, 2–6 февр. 2004 г.: Изд-во Урал. ун-та, 2004. С. 283.

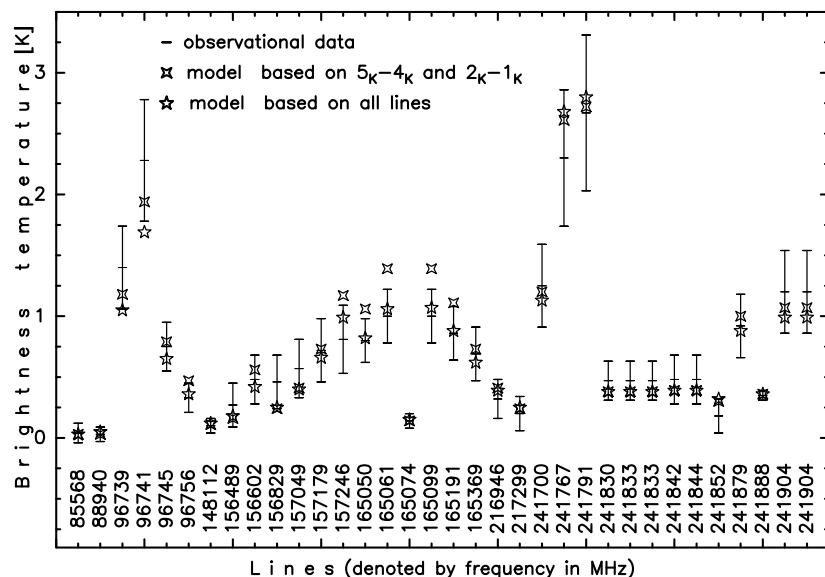
ОЦЕНКА ФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ МОЛЕКУЛЯРНОГО ОБЛАКА G345.01+1.79 ПО РАЗЛИЧНЫМ СЕРИЯМ ЛИНИЙ МЕТАНОЛА

Проведена оценка физических параметров молекулярного облака G345.01+1.79 по сериям линий метанола в частотных полосах 96 ГГц ($2_K - 1_K$), 148, 157 ГГц ($J_0 - J_{-1}$), 165 ГГц ($J_1 - J_0$), и 241 ГГц ($5_K - 4_K$) и ряду отдельных линий миллиметрового диапазона.

Получено:

- модели с физическими параметрами, определенными по отдельно взятым сериям линий метанола, могут давать оценки яркости других радиолний существенно отличающиеся от наблюдаемых значений;
- физические параметры, оцененные по данным об излучении в сериях $2_K - 1_K$ на 96 ГГц и $5_K - 4_K$ на 241 ГГц, близки к значениям физических параметров, определенным по всем линиям.

Работа выполнена при поддержке гранта МО РФ (Е02-11.0-43)



А. М. Соболев¹, Е. С. Sutton², F. Wyrowski³,
К. М. Menten³, Т. Stanke³

¹Астрономическая обсерватория УрГУ,

²UIUC, USA, ³MPIfR, Germany

ПЕРИОДИЧЕСКИЕ ВЫБРОСЫ ИЗ МОЛОДОЙ ДВОЙНОЙ ЗВЕЗДНОЙ СИСТЕМЫ W3(H₂O) И ИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ С ОКРУЖАЮЩИМ ВЕЩЕСТВОМ

Приводятся и обсуждаются результаты наблюдений молекулярных трассеров ударных волн в области массивного звездообразования W3(OH)/W3(H₂O). Радиоинтерферометрические наблюдения показывают, что в излучении линий SiO(2-1) и SiO(5-4) проявляются область размером $\sim 10''$, включающая скопление водяных мазеров W3(H₂O), и три компактных сгустка. Один из компактных сгустков расположен в $\sim 20''$ к юго-западу от W3(H₂O) и виден также в излучении метанола. Два других сгустка, расположенных в $\sim 25''$ и $\sim 50''$ к северо-востоку от W3(H₂O), проявляются в инфракрасных линиях молекулярного водорода, что явно свидетельствует о их связи с ударными волнами. Регулярности в расположении сгустков говорят о том, что они, скорее всего, соответствуют периодическим выбросам вещества из молодого звездного объекта (МЗО), расположенного в области скопления водяных мазеров W3(H₂O). Наблюдения в радиоконтинууме и линиях молекул обнаруживают присутствие двух МЗО, окруженных собственными оболочками (светящимися в СНЗСН) и общей оболочкой (светящейся в линиях метанола и других молекул). Близость положений (угловое разделение $\sim 1''$) и лучевых скоростей (различаются на ~ 2 км/с) молодых звездных объектов свидетельствуют о том, что они, скорее всего, образуют двойную систему с общей массой $\sim 15 M_{\odot}$. Один из этих МЗО известен как объект TW (Turner-Welch) и расположен в центре вытянутой в направлении восток—запад структуры длиной $\sim 1.2''$, в которой возникает синхротронное излучение, отслеживающее диск или джет. Второй МЗО, обозначаемый Wуг С, расположен на продолжении этой структуры в западной части скопления водяных мазеров W3(H₂O). Пик излучения ряда молекул с нестационарной химией (C₂H₅CN, НДО и др.) совпадает с Wуг С. Это говорит о том, что источником периодических выбросов с большей вероятностью является Wуг С.

© А. М. Соболев, Е. С. Sutton, F. Wyrowski, К. М. Menten, Т. Stanke, 2005

А. М. Соболев¹, Е. С. Sutton², F. Wyrowski³,
К. М. Menten³, Т. Stanke³

¹Астрономическая обсерватория УрГУ

²UIUC, USA

³Max-Planck-Institut fuer Radioastronomie, Germany

МОЛОДАЯ ЗВЕЗДНАЯ СИСТЕМА W3(H₂O) И ЕЕ ВОЗДЕЙСТВИЕ НА ОКРУЖАЮЩЕЕ ВЕЩЕСТВО

Обсуждаются результаты радиоинтерферометрии трассеров ударных волн в области звездообразования W3(OH)/W3(H₂O).

В излучении линий SiO(2-1) и SiO(5-4) обнаружены три компактных сгустка и область размером $\sim 10''$, включающая скопление водяных мазеров W3(H₂O). Один из компактных сгустков расположен в $\sim 20''$ к юго-западу от W3(H₂O) и виден также в излучении метанола. Два других сгустка, расположенных в $\sim 25''$ и $\sim 50''$ к северо-востоку от W3(H₂O), проявляются в инфракрасных линиях молекулярного водорода, что явно свидетельствует о их связи с ударными волнами. Регулярности в расположении сгустков говорят о том, что они, скорее всего, соответствуют периодическим выбросам вещества из молодого звездного объекта в районе W3(H₂O).

В радиоконтинууме и линиях молекул в области W3(H₂O) видны два молодых звездных объекта (МЗО), обозначаемых TW и Wуг С, окруженных общей и собственными оболочками. Близость положений и лучевых скоростей МЗО свидетельствуют о том, что они, скорее всего, образуют двойную систему с общей массой $\sim 15 M_{\odot}$. Объект TW расположен в центре вытянутой в направлении восток–запад структуры длиной $\sim 1.2''$, в которой возникает синхротронное излучение, отслеживающее диск или джет. Объект Wуг С расположен на продолжении этой структуры в западной части W3(H₂O) и совпадает с пиком излучения возбужденных молекул. Поэтому источником выбросов скорее всего является этот объект. В пользу этой гипотезы говорит также то, что направление периодических выбросов сильно наклонено по отношению к синхротронной структуре объекта TW.

Сравнение с данными об излучении молекулярных трассеров плотного вещества (радиолинии CS, NH₃ и др.) говорит о том, что область основного излучения SiO соответствует району взаимодействия истечения из МЗО с веществом плотного молекулярного облака, на границе которого располагаются связанные с W3(H₂O) объекты.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ МЕСТОПОЛОЖЕНИЯ СЕПАРАТРИС В ОКРЕСТНОСТИ НЕУСТОЙЧИВЫХ ТОЧЕК ЛИБРАЦИИ НА ГЕОСТАЦИОНАРНОЙ ОРБИТЕ

На движение геосинхронных спутников оказывает влияние целый ряд факторов. Важнейшими из них являются несферичность Земли, притяжение Луны и Солнца, световое давление. На геостационарной орбите скорости вековых изменений аргументов в некоторых членах возмущающей функции близки к нулю и их периодические возмущения становятся преобладающими. Появляется резонанс, при котором вместо векового движения возникает либрация. Существует две устойчивые (75° , 255°) и две неустойчивые (165° , 345°) точки либрации. Особый интерес представляет поведение спутника в окрестности неустойчивых точек либрации.

Исследование эволюции элементов орбит проводилось с использованием «Численной модели движения ИСЗ», разработанной в НИИ прикладной математики и механики при Томском госуниверситете.

На фазовой плоскости «большая полуось—долгота подспутниковой точки» исследовано изменение положения сепаратрис, разделяющих области либрационного и кругового движений, в окрестности неустойчивых точек либрации в зависимости от парусности спутника и влияния Луны.

Вид фазовой диаграммы существенным образом зависит от того, в окрестности какой неустойчивой точки находится объект. Если объект находится около неустойчивой точки 165° , то в интервале (143° , 182°) не существует режима движения, связанного с либрацией вокруг устойчивой точки. В окрестности точки с долготой 345° ширина этого интервала уменьшается до 1° .

Установлено, что изменение начальной эпохи существенным образом не влияет на вид фазовой диаграммы. Происходят деформация и сдвиг сепаратрис. Смещение сепаратрис не превосходит 100 м.

Увеличение парусности объекта (от 0.02 до 0.2 см²/г) приводит к увеличению ширины зоны стохастичности на порядок и незначительному (порядка нескольких десятков метров) смещению сепаратрис.

Из истории науки

Т. И. Левитская

Уральский государственный университет

НИКИТА ИВАНОВИЧ ПОПОВ — ПЕРВЫЙ РУССКИЙ ПРОФЕССОР АСТРОНОМИИ

В XVIII в. развитие России, выведенной Петровскими реформами из состояния равновесия, отличалось своей небывалой стремительностью, новым отношением к человеку. Заслуги перед страной, реальная польза, приносимая обществу отдельной личностью, определяли ее ценность. Петр I в период своих зарубежных путешествий интересовался научной жизнью Западной Европы. Вернувшись из своего первого зарубежного путешествия в 1697–1698 гг., он впервые высказался о необходимости создания Академии наук в России. С этого времени постоянно проводилась большая организационная работа по созданию Академии, налаживались связи с западноевропейскими учеными. Создавая Академию, Петр I видел одну из основных ее задач в следующем: «Академия должна приобрести нам в Европе доверие и честь, доказав на деле, что у нас работают для науки и что пора перестать считать нас за варваров, пренебрегающих наукой». В указе Сената от 28 января 1724 г. об организации Петербургской Академии наук отмечалось: «...учинить Академию, в которой бы учились языкам, также прочим наукам и знатным художествам и переводили бы книги». В Академии были собраны достойные научные силы, знаменитости, светила первой величины. Среди первых петербургских профессоров были известный своими трудами по геометрии и анализу математик Я. Герман, механик и физик Д. Бернулли, астроном Ж. Н. Делиль, анатом Г. Г. Дювернуа и многие другие. К моменту открытия Академии им было от 18 до 47 лет. Удачным оказалось приглашение в Академию лично Петром I Ж. Н. Делиля (1688–1768), научный авторитет которого в Европе был исключительно высок. Делиль приехал в Россию с готовой программой исследования, в которую входили интенсивные астрономические наблюдения, определение широт и долгот главных

пунктов страны, градусные измерения вдоль петербургского меридиана и параллели, проведение триангуляции для составления точной карты России. Иностранцы должны были подготовить национальные научные кадры по своей специальности из одаренной русской молодежи. Для этой цели при Академии были созданы гимназия и университет. Однако все эти указания о подготовке национальных кадров не были утверждены как регламент, что приводило к академическим неурядицам.

Никита Иванович Попов (1720–1782) вошел в историю отечественной науки как первый русский профессор астрономии Петербургской Академии наук. Его учителем был видный астроном XVIII в. Ж. Н. Делиль. Имя Попова связано с работами в области практической астрономии и геодезии. Он автор первого учебника по геодезии на русском языке, редактор первого русского учебника по алгебре, руководитель одной из трех сибирских экспедиций по наблюдению прохождения Венеры по диску Солнца в мае 1761 г. Многие им было сделано для подготовки национальных кадров в астрономии и геодезии. Годы его работы в Петербургской Академии наук совпали с особым перестроечным периодом становления отечественной науки. Эта эпоха отразилась на жизни и деятельности Н. И. Попова, талантливого ученого, друга и соратника М. В. Ломоносова и других ученых, которые в трудных условиях прокладывали свой путь в науку.

Попов родился в 1720 г. в небольшом русском городке Юрьеве-Польском Московской губернии (ныне — Владимирской области) в семье дьякона. В 1733 г. он поступил в Славяно-греко-латинскую академию — старейшее духовное учебное заведение Москвы, учрежденное в 1687 г. при Заиконоспасском монастыре. Основателями академии были греки — братья Лихуды, представители «греческого» направления в культуре Московской Руси. Этому направлению было характерно особое внимание к вопросам философии, истории и природоведения, в отличие от «латинского», в котором на первое место ставились риторика и стихотворство. Петр I часто бывал на выпускных актах академии, публичных диспутах. Испытывая острую потребность в образованных людях, он нередко использовал выпускников академии на светской службе. Воспоминания о Петре I, выдающемся преобразователе России, были еще свежи в академии, когда там обучались М. Ломоносов и Н. Попов.

В 1735 г. Сенат, по запросу Петербургской Академии наук, приказал отправить лучших учеников Славяно-греко-латинской академии

в Петербург для пополнения академического университета. Уже 1 января 1736 г. Н. Попов и одиннадцать учеников академии, среди которых были М. Ломоносов, М. Коврин, С. Старков, Д. Виноградов, Я. Виноградов и др., прибыли в Петербург. Разместили их в общежитии на Васильевском острове. «Общее смотрение» над учениками было поручено адъютанту В. Е. Адодурову, «пропитание и надзор за хозяйственными нуждами» — эконому Матиасу Фельтену. Первыми наставниками стали физик Г. В. Крафт, историк И. Ф. Брэм и др.

Академическая гимназия в Петербурге была разделена на две четырехклассные «школы» — немецкую и латинскую. Способные ученики могли закончить обе школы, менее способные учились в одном классе по несколько лет. В первую очередь ученики должны были выучить немецкий язык, на котором велось преподавание, а затем уже изучали латинский. Когда 12 московских учеников прибыли в гимназию, положение ученых в Академии наук сильно изменилось из-за постоянных интриг всевысшего правителя Академической канцелярии И. Д. Шумахера (1690–1761). Это был чиновник, защитивший в 1711 г. в Страсбурге магистерскую диссертацию на богословскую тему и не написавший в последующие пятьдесят лет ни одной научной работы. Однако волею судеб этот человек долгое время представлял «теневого президента» Петербургской Академии наук, и самые гениальные умы тогдашней Европы и России оказались в зависимости от его распоряжений. Шумахер недодавал жалованье профессорам, делал все, чтобы перессорить их между собой, сводя все к личной вражде и склоке. Он был первым бюрократом в русской науке, сумевшим выжить при пяти монархах и пяти академических президентах. К 1735 г. в Петербургской Академии не было ученого, который мог бы противостоять Шумахеру. Прибыв в Петербург в первый день нового 1736 г., Ломоносов, Попов и другие ученики были представлены Шумахеру. С этого момента для Ломоносова начался поединок с Шумахером продолжительностью в четверть века. Он одним из первых увидел в бюрократии, ставшей неизбежным «привеском» Петровских реформ, античеловеческую, антигосударственную и антикультурную силу. Попов также в период пребывания в Академии неоднократно сталкивался по разным вопросам с Шумахером и на собственном опыте познал что такое «шумахерство».

Жизнь в академической гимназии московских учеников была тяжелой, не хватало одежды и еды. Средства, отпущенные на их содержание, оказавшись в руках Фельтена, быстро растаяли. В октябре

1736 г. гимназисты составили коллективное прошение в Сенат, в котором подробно описали свой быт и нужду. Вмешательство Сената несколько улучшило их жизнь, начались систематические занятия. В начале 1737 г. Н. Попов, овладев немецким, перешел на учебу в латинскую школу, а затем после очередного экзамена в мае 1738 г. он и семь его товарищей стали студентами Академического университета. Шумахер, проявив небывалую щедрость, приказал выдать всем парики. Им сшили студенческие мундиры, рубашки с галстуками, выдали башмаки, чулки, перчатки, но жили они, как и раньше в гимназии, впроголодь. 2 июня 1738 г. начались лекции по истории, риторике, другим гуманитарным предметам, а также по математике, физике, астрономии и географии. Читали их профессора Л. Эйлер, Г. В. Крафт, Г. Гейнзиус, Я. Я. Штелин и др.

Обучаясь в университете, Н. Попов так хорошо овладел немецким, латинским и другими языками, что даже Шумахер стал его привлекать к переводам материалов Камчатской экспедиции. В мае 1740 г. студенты вновь держали экзамен. Экзаменаторов поразили отличные знания языков Н. Попова, И. Голубцова, В. Лебедева, а задатки наблюдателя были отмечены лишь у одного Попова. Эти три выпускника университета поступили в личное распоряжение Шумахера и были назначены переводчиками с латинского, русского и немецкого языков с жалованием по 120 рублей в год. Однако Попов был недоволен таким назначением. Он хотел стать астрономом, слушать лекции Ж. Н. Делиля и вести наблюдения в Петербургской обсерватории, которая в то время была лучшей в Европе. За осуществление своей мечты Попову предстояло бороться. С апреля 1741 г. он был освобожден от работы переводчика и назначен учителем немецкого языка в средних классах гимназии. Это лишало его возможности слушать лекции по астрономии и посещать обсерваторию. Попов подает в канцелярию несколько «доношений», в которых просит освободить его от преподавания, вернуть «к переводам по-прежнему». После того как Шумахер категорически отказал ему в этой просьбе, он просто перестал ходить на занятия, думая, что за это его отчислят. За срыв занятий Попову угрожали штрафом, но он не сдавался и добился разрешения вместе с другими переводчиками с 9 сентября 1742 г. посещать лекции по математике и астрономии. С 7 октября 1742 по 24 сентября 1744 г. Н. Попов оказался

под домашним арестом по делу Шумахера, подписав с другими товарищами «доношение» на его злоупотребления. В этот период Попов усиленно занимался переводами, чтением книг по математике и астрономии.

Ж. Н. Делиль для оживления работы Петербургской астрономической обсерватории, основанной в 1727 г. по его инициативе, запросил от Академической канцелярии нескольких молодых людей для обучения астрономии. Узнав об этом, Н. Попов обратился к Шумахеру с просьбой разрешить ему работать в обсерватории. На запрос канцелярии о способностях Попова к занятиям астрономией Делиль ответил: «Названный Никита Попов знает основы математики, имеет склонность к астрономии и знает ее начала. Мне кажется, он годится для того, чтобы прислать его упражняться в наблюдениях на обсерватории». Так с сентября 1744 г. Попов стал сотрудником Петербургской астрономической обсерватории. С обсерваторией и Географическим департаментом Петербургской Академии наук была связана вся его дальнейшая деятельность.

На момент открытия Петербургской обсерватории все ее оборудование состояло из 18-дюймового квадранта Шапото, астрономических часов Этьена, привезенных из Парижа Делилем, астрономических труб (с фокусными расстояниями в 15, 20.5 и 22 фута) из личной коллекции Петра I и множества различных приборов и инструментов из Морской академии. В дальнейшем оборудование пополнялось. В обсерватории проводились систематические наблюдения солнечных и лунных затмений, покрытий Луной звезд и планет, затмений спутников Юпитера, а также комет. Обсерватория решала и государственные задачи, связанные с обеспечением астрономической основой навигации и картографии. В обсерватории обучали русских штурманов и геодезистов методам астрономических определений широт и долгот, было налажено издание астрономических таблиц и календарей. Занимался всем этим в первые годы работы в обсерватории и Попов. С 1746 по 1751 г. он постоянно переводил с немецкого на русский астрономические календари, составляемые профессором Х. Н. Винсгеймом. Жил Попов некоторое время на обсерватории вместе с Делилем, и это способствовало установлению тесных научных и личных контактов, получению практических навыков выполнения различных наблюдательных программ. В ночь на 5 декабря 1747 г. в обсерватории произошел сильный пожар, который почти полностью ее уничтожил. К этому времени Ж. Н. Делиль уже вернулся во Францию. При поддержке нового президента Академии

наук К. Г. Разумовского к июню 1748 г. обсерваторию и некоторые инструменты удалось восстановить. Необходимо было заново положить линию Петербургского меридиана. Это сделал Н. Попов с помощью наблюдений соответствующих высот Солнца.

Попов 25 июля 1748 г. наблюдал кольцевое солнечное затмение, а 29 июля того же года — лунное затмение, показав себя блестящим астрономом-наблюдателем. С кольцевым солнечным затмением 1748 г. астрономы связывали решение вопроса о наличии атмосферы у Луны. Делиль заранее опубликовал «Обращение к астрономам о кольцевом затмении Солнца, которое ожидается 25 июля 1748 г.» и разослал многим ученым. Сотрудники Петербургской обсерватории с энтузиазмом восприняли его призыв. Наблюдения проходили в присутствии самого президента Академии. Астрономические наблюдения вел Попов, помогал ему профессор философии И. А. Браун. Метеорологические наблюдения проводил профессор химии М. В. Ломоносов, получивший 47 измерений, тогда как зарубежные наблюдатели фиксировали лишь по 3–5. Результаты наблюдений были опубликованы в «Новых комментариях» в статье на латинском языке. Сравнение петербургских наблюдений с аналогичными результатами Гейнзиуса и Крафта, опубликованными также в этом издании, показало преимущество первых. Результатом наблюдений кольцевого солнечного затмения стал вывод Попова и его коллег, что Луна не имеет заметной атмосферы. В будущем ученым предстояло выяснить вопрос об атмосфере Венеры.

За отлично проведенные астрономические наблюдения Попов был отмечен академическим начальством, и ему предложили представить сочинение по астрономии на латинском языке для получения первого научного звания — адъюнкта астрономии. В его сочинении «Новый метод наблюдения затмений светил» был дан обзор всех существующих методов наблюдений затмений и предложен метод более точного фиксирования моментов наступления различных фаз затмения. Попов предлагал увеличить количество нитей в поле зрения телескопа и моменты прохождения деталей диска затмеваемого светила через них отмечать по тиканью часов. Попова можно считать автором метода «глаз и ухо», который знает сегодня каждый астроном. После принятия присяги 8 февраля 1748 г. Н. И. Попов стал адъюнктом астрономии с годовым жалованием в 360 рублей.

Свою новую работу «Метод для наблюдения кульминаций и азимутов звезд, так же как и их соответствующих высот» Попов направил в Академию наук 2 ноября 1750 г. Эта работа дважды обсуж-

далась на заседаниях Академии и вызвала бурную дискуссию и разногласия среди ученых. Ломоносов полностью поддержал Попова. Шумахер не мог не считаться с научным авторитетом Ломоносова. Так получилось, что 12 марта 1751 г. оба ученых были повышены в чинах: Ломоносов стал коллежским советником, а Попов — профессором астрономии с жалованием 660 рублей в год. Одобряя оба назначения, Л. Эйлер в письме Шумахеру писал: «Г. Попов — несомненно очень искусный астроном, как я увидел из его статей». На публичном собрании Академии наук 7 сентября 1752 г. Попов выступил с речью «О новых изобретениях в лунной теории». Это выступление было предпринято в связи с представлением в Академию диссертации Л. Эйлера по теории Луны. Речь Попова была опубликована на русском и латинских языках и явилась практически последней крупной его печатной работой по астрономии, поскольку вопрос о публикациях целиком зависел от Академической канцелярии, от той сложной обстановки, которая царила в Академии. Попов продолжал активно работать. В 1753 г. по призыву Делиля он и другие петербургские астрономы наблюдали прохождение Меркурия по диску Солнца. Результаты этих наблюдений использовал Делиль для определения расстояния Земли от Солнца. В этот же период Попов занимался редактированием первого русского учебника по алгебре, автором которого был военный инженер Н. Е. Муравьев.

Свою первую работу по геодезии «Очерк геодезии, уже обнаруженный, и выведенные из нее практические приложения» Попов представил в Академию наук 13 июня 1757 г. В работе подробно излагались известные к тому времени методы геодезических измерений углов, расстояний и площадей до доступных наблюдениям и недоступных объектов, давались инструкции по правильной установке астролябии и других приспособлений, однако соответствующего отклика у коллег она не нашла. Г. Ф. Миллер, возглавлявший Географический департамент, не понимал важности точных геодезических измерений при проведении триангуляции. Когда Попов высказал предложение выступить с публичной лекцией по геодезии, то Академия решила, что эта тема слишком «низка» для вельмож. С 9 ноября 1758 по 14 июля 1759 г. Попов читал студентам Географического департамента и университета лекции по геодезии и практической астрономии, в которых использовал материалы своего несостоявшегося выступления. Геодезия в тот период еще не была са-

мостоятельной наукой, учебников на русском не было. Попов такой учебник написал, но он не был опубликован, остались лишь отдельные варианты на латинском языке.

Приближался 1761 г. Во всем мире астрономы под научным руководством Делиля стали готовиться к наблюдениям прохождения Венеры по диску Солнца в 1761 и 1769 гг. с целью определения астрономической единицы по значению солнечного параллакса. При наблюдении из разных мест этого явления время прохождения планеты по диску Солнца и траектория движения различаются. Сравнение результатов позволяло вычислить разность между параллаксами Солнца и Венеры. Главным в этом методе являлось точное измерение времени контакта Венеры с Солнцем при вхождении или при выходе ее с диска Солнца. Петербургская Академия наук одна из первых получила приглашение участвовать в наблюдениях этого уникального астрономического явления. Делиль предложил назначить руководителем экспедиции для проведения наблюдений в Тобольске, долготу которого в 1740 г. определил он сам, аббата Ж. Шаппа д'Отероша. Решено было также отправить в Сибирь дополнительно еще две русские экспедиции. В указе Сената от 24 января 1761 г. об организации экспедиций отмечалось: «Для примечания важного небесного явления планеты Венеры в Солнце... надворного советника и императорской Санкт-Петербургской Академии наук члена астрономии профессора Никиты Попова да академии ж адъютанта Степана Румовского, коими объявлен первым профессор Попов».

Подготовка экспедиций, оснащение их необходимыми инструментами и приборами не обошлись без конфликтов и трудностей. Конечным пунктом экспедиции Попова был Иркутск, а Румовского — Нерчинск. В ночь с 14 на 15 января 1761 г. Попов, его помощники Ф. А. Охтенский, А. И. Колотошин на 14 подводах выехали из Петербурга в Москву. 19 января они встретились там с С. Я. Румовским и его помощником Г. А. Павинским. Даже небольшой участок дороги удалось им преодолеть с большими трудностями. Не имея хорошего конвоя, проезжающие господа сталкивали в снег возы с поклажей, да и ямщиков били. Путь от Москвы до Казани оказался еще более сложным. Участникам экспедиций пришлось пережить много неприятных минут от стычки с казанскими татарами. Теплым и дружеским был прием участников экспедиции тобольским губернатором Ф. И. Соймоновым. В Иркутск экспедиция Попова прибыла 6 апреля 1761 г. Здесь их также встретили гостеприимно и с почтением — от губернатора до знатного купечества. Румовский со своими

помощниками не сумел добраться до Нерчинска и остановился в Селенгинске. Обе экспедиции начали усиленную подготовку к предстоящим наблюдениям. Попов выбрал в Иркутске место для строительства обсерватории для наблюдений. Строил ее Козьма Острцов — «бывший корабельный подмастерье». К 25 мая обсерватория была сооружена и сразу стала местом паломничества жителей. Иркутский архиерей отслужил молебен о хорошей погоде, а полицмейстер запретил жителям топить печи. Погода утром 26 мая 1761 г. была дождливой, сильный ветер нес пыль и дым от лесных пожаров. В просветы между облаками Попов и его помощники сумели провести наблюдения прохождения Венеры по диску Солнца. Из-за дождливой погоды хуже складывались наблюдения у С. Я. Румовского. В Петербурге Ломоносов наблюдал у себя дома и сделал важнейшее научное открытие — обнаружил атмосферу на Венере.

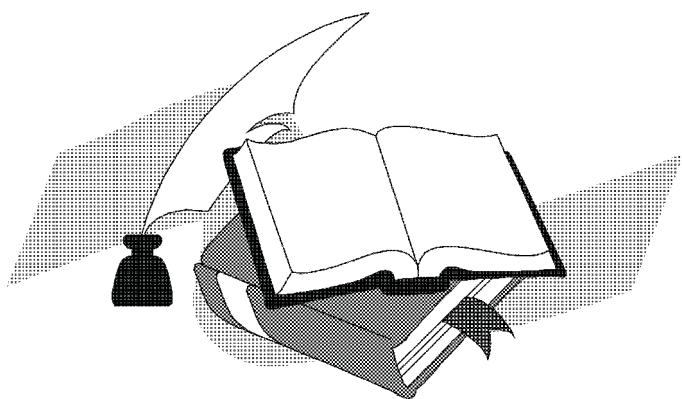
Попов пробыл в Иркутске до 27 ноября 1761 г., продолжая различные астрономические наблюдения, в том числе по определению географических координат построенной обсерватории. Обратная дорога в Петербург проходила с 27 ноября 1761 по 8 мая 1762 г. По пути следования Попов вел путевой журнал, в который заносил сведения о быте, нравах и обычаях местного населения, собирал карты районов по пути следования, а также различные экспонаты для Кунсткамеры. Все приборы и инструменты были привезены в Петербург в полной сохранности. От длительной и трудной дороги Попов заболел и не смог сразу явиться в Академию, лишь через несколько дней он сдал финансовый отчет. Необходимо отметить, что наблюдения Попова не были опубликованы. Причиной этого явилась длительная полемика Попова с С. Я. Румовским, затянувшаяся до августа 1768 г. Румовский в отчетах Академии докладывал о полной неудаче своих наблюдений Венеры, однако критиковал качество наблюдений Попова и других русских астрономов. Попову пришлось доказывать несправедливость таких обвинений и, в свою очередь, выразить сомнение в точности наблюдений Румовского.

Вернувшись в Петербург, Попов практически не вел астрономических наблюдений в обсерватории, директором которой был назначен Эпинус и который, кроме Румовского, туда никого не пускал. Основное внимание Попов уделял завершению работы по геодезии и практической астрономии, которую представил в 1763 г., и сотрудничеству с Географическим департаментом, помогая во многих вопросах М. В. Ломоносову, который в то время вел подготовку второго издания карты России. В 1767 г. Попов разработал метод опреде-

ления параллакса Солнца на основе наблюдений прохождений Венеры и провел обработку всех ее наблюдений, выполненных в 1761 г. Снова эти исследования не были опубликованы. Н. И. Попов и А. Д. Красильников активно готовились ко второму прохождению Венеры по диску Солнца в 1769 г., надеясь на участие в наблюдениях. Узнав, что их фамилии вычеркнуты из списков наблюдателей, Попов 12 августа 1768 г. подает в отставку. В расцвете своих творческих сил Попов покинул Академию наук, обосновался в Воронеже и в дальнейшем был назначен советником судебной палаты. Умер Н. И. Попов в 1782 г. в Воронеже.

Жизненный путь Н. И. Попова — талантливого профессора астрономии, искусного наблюдателя, ученого, друга и соратника М. В. Ломоносова — пример того, в каких непростых условиях выходцам из социальных низов приходилось утверждать себя в науке.

Литературные страницы



В. Б. Зинин

40-летию Коуровской астрономической обсерватории

Отмечаем нынче юбилей,
На столетних елях звезды стынут.
Сорок лет Коуровке моей,
Сорок лет в апреле будет сыну.

Ну а дочка старше, на чуть-чуть.
За «чуть-чуть» построено все это.
Не давала стройка нам уснуть
Три зимы и два коротких лета.

Фотографий старых хоровод...
Боже мой, как счастливы мы были!
И как раз на Старый Новый Год
Форточку Вселенной приоткрыли.

А потом... Потом другой мотив
Из другой невыдуманной песни.
Мы ушли, на память захватив,
Дни и ночи, прожитые вместе.

И спасибо тем, кто сохранил,
Когда ось земная распаталась,
Кто здесь наблюдал, работал, жил,
Чтобы эта форточка осталась.

Разбросало по Земле друзей —
Жизнь теперь способствует разлукам.
Сорок лет Коуровке моей,
Девятнадцать — на двоих двум внукам...

Январь 2005

Л. Е. Быкова

В октябре 2004 г. город Томск отметил свой 400-летний юбилей со дня основания. Этому событию посвящены следующие произведения.

ИЗ ИСТОРИИ ТОМСКА

Как бил челом татарский хан Тоян
Царю всея Руси Борису Годунову,
Просил защиты поселян
От диких орд набегов и разору.
 Указ написан был царем:
 «Холм выбрать на берегу крутом,
 Построить крепость, ров кругом,
 Да церковь выстроить потом».
И выбор пал — на берегу двух рек
По имени княжны татарской Томи и Ушая,
Любовь которых уж четвертый век
Людей в краю суровом согревает.
 Так город вырос на Томи,
 Где терема резьбы узорной,
 Среди болот, глухой тайги
 Раздался голос колокольный.
На этот звон его святой
Народ пришел мастеровой,
В тайге дорогу проложили,
Московским трактом окрестили.
 В Москву купцы дорогой той
 Всегда везли товар богатый,
 Возы с поклажею большой:
 Пушнина, рыба, мед да золото.

Но тракт и тем был знаменит,
Что ссыльных по этапу гнали,
Кандалным звоном он звенит,
И власть царей тут проклинали.

Двадцатый век, царей уж нет,
А ссыльных все не убывает,
Похоже, что любая власть
Инакомыслящих ссылает.

Суровый край! Болота и тайга,
Зимой здесь царство холода и льда,
Сугробы белые, мороз до сорока,
А лето краткое и тучи комара.

Красивый край! Кедрач могучий,
И корабельная сосна, и вековая ель,
И огненны жарки, и белы ночи,
Озера синие, черемухи кипень.

Богатый край! Здесь нефть качают,
Руду и уголь добывают,
И даже атом расщепляют,
Казну России пополняют.

Народ здесь крепкий проживает,
И силой и умом,
Теперь тут храм науки процветает,
Заложенный еще царем.

ПЕСНЯ О ТОМСКЕ

*Слова Л. Быковой
Музыка В. Тамарова*

На одном берегу тишина и покой,
Бор сосновый стоит величавой стеной,
Корабельные сосны, как будто в строю,
Между Томью и Обью в таежном краю.

На другом берегу град из камня стоит,
И четыреста лет русский дух там царит,
Сквозь века мчат проспекты и строек не счесть,
Среди них терема деревянные есть.

И узор кружевной тех резных теремов,
Как посланье потомкам из прошлых веков,
Красоту средь суровой тайги сохранить,
Город наш на Томи и беречь, и любить.

На одном берегу словно в сказке лесной,
Белый гриб-боровик там под каждой сосной,
В деревянных избушках горят огоньки,
И живут там, наверное, лесовики.

На другом берегу море ярких огней,
И горят купола златоглавых церквей,
Храм наук и искусства — сибирский Парнас,
Но старинный узор теремов не погас.

И узор кружевной тех резных теремов,
Как посланье потомкам из прошлых веков,
Красоту средь суровой тайги сохранить,
Город наш на Томи и беречь, и любить.

С. Н. Замоздра

АПРЕЛЬСКАЯ ПОЭЗИЯ

ПЕСНЯ ПРО МГД-РАСЧЕТЫ

(По мотивам «Охоты на волков» В. Высоцкого)

Идут расчеты МГД, идут расчеты,
Гудят компьютеры в ночи, как самолеты,
А я хожу туда-сюда, покой не знаю,
Я про граничные условия рассуждаю.

Какие ж быть они должны таки-сякие,
Чтобы реальную описывать стихию,
Чтобы расчетики мои не вылетали,
Чтобы о них потом во всех статьях писали.

А за окном в ночной тиши Луна сияет,
Юпитер ей — немножко помогает,
А кто поможет мне в моих исканьях,
Кому подвластны тайны мирозданья?

4.04.2002

ДЕТИ НАШИ ПОСТРОЯТ РАКЕТУ

А на небе Луна сияет,
А наш друг на гитаре играет,
Он поет нам хорошие песни,
Мы идем и гуляем с ним вместе.

Он поет про далекие страны,
Про вершины, леса, океаны,
И про наши любимые звезды,
До которых лететь уже поздно.

Дети наши построят ракету,
И прорвутся сквозь черные дали,
И увидят такие планеты,
О которых всю жизнь мы мечтали.

15.04.2003

ВРЕМЯ

Солнце всходит и заходит,
И за ним Луна спешит,
День проходит, год проходит,
Времечко мое бежит.

Вечер силы отнимает,
Ночью — черная дыра,
Утро к жизни возвращает,
День — событий кутерьма.

На арене измерений
Я веду мгновеньям счет,
Я понять пытаюсь время,
То, которое течет.

6.04.2004

Троянские мотивы

Гомер. Троя. По троянским мотивам написаны тысячи произведений искусства. Вот еще одно.

Как будто из А. Галича и точно из прошлого тысячелетия

Был я глупым тогда и сильным,
Обладателем птицы синей,
Что сидела не где-нибудь в Вятке,
А в моей, извиняюсь, палатке.
Уважали меня деканы,
Забавляли меня тараканы,
Обожали малые дети,
Когда пел им я про τ Ceti,
И глазами ели студентки,
Положив конспект на коленки,
Когда я заливал про МИДАСА
И сходимостъ ряда Лапласа.
Но однажды ОНА появилась
У палатки — и дверь отворилась.
Не простившись, взлетела птица —
Синим небом и ветром упиться.
Только я — не из тех, кто просит,
Не из тех, кто судьбу поносит.
Принял вызов — и ну стараться
ее сердца и губ добиваться!
Девять лет осаждал я Трою,
Штурмовал и подкопы строил,
Пробирался конем троянским,
Заливался романсом цыганским.
Всё напрасно! Усилья утроил...
Отворились ворота у Трои,
И вошел в них лихой победитель.
Только то был не я, поймите.

Свет померк. Я оружие бросил.
Мне теперь оно — дроссель для Росси.
Меня слышишь ли, синяя птица!?
Я прошу тебя, счастья жрица,
У НЕЕ навсегда поселиться!

Примечания.

τ Ceti — около этой звезды искали признаки космической цивилизации (см. песню В. Высоцкого о тау-китянах).

МИДАС — спутник-шпион США.

Ряд Лапласа представляет гравитационный потенциал планеты, см. *Антонов, Тимошкова, Холшевников*. Введение в теорию ньютоновского потенциала. М., Наука, 1988.

Список участников

ФИО	Организация	e-mail
Авдюшев В. А.	ТГУ	sch@niipmm.tsu.ru
Алексеев И. Ю.	КрАО	ilya@crao.crimea.ua
Алиева А.	ШАО	adelya_24@yahoo.com
Анисимова Г. Б.	РосГПУ	galina@iubip.ru
Аскеров А.	ШАО	askerov777@yahoo.com
Бабичева В. Е.	МФТИ	vitanyvitany@mail.ru
Балуев Р. В.	СПбГУ	
Баринов М. В.	МГУ	barinovmvnews@mail.ru
Берланд В. Э	АО УрГУ	Valeria.Berland@usu.ru
Бызов И. Л.	УрГУ	
Быкова Л. Е.	ТГУ	le@mail.tomsknet.ru
Васюнин А. И.	УрГУ	vasyunin@mail.ru
Вие Д. З.	ИНАСАН	dwiebe@inasan.ru
Вие Ю. З.	УрГУ	Yuliya.Wiebe@usu.ru
Воронков М. А.	АКЦ ФИАН	voronkov@tanatos.asc.rssi.ru
Гламазда Д. В.	АО УрГУ	
Головкина А. Г.	ТГУ	astrodep@niipmm.stu.ru
Горбовской Е. С.	МГУ	gorbovskoy@sai.msu.ru
Горбунова Е. А.	КГУ	evgeny-lyra84@yandex.ru
Горда С. Ю.	АО УрГУ	Stanislav.Gorda@usu.ru
Гусейнов Т.	БГУ	tural_bsu@box.az
Дремова Г. Н.	РФЯЦ-ВНИИТФ	g.n.dryomova@mail.ru
Дубас О. М.	ТГУ	astrodep@niipmm.tsu.ru
Есипов В. Ф.	ГАИШ	
Железнов Н. Б.	ИПА РАН	znb@quasar.ipa.nw.ru

ФИО	Организация	e-mail
Жуковская С. В.	ГАО НАНУ	sveta@mao.kiev.ua
Жучков Р. Я.	КГУ	zhr@ksu.ru
Занкович А. М.	ВолГУ	zed81@list.ru
Захаров Е. О.	ЧелГУ	zeo@inbox.ru
Захарова П. Е.	АО УрГУ	Polina.Zakharova@usu.ru
Замоздра С. Н.	ЧелГУ	sezam@csu.ru
Зинченко И. И.	ИПФ РАН	zin@appl.sci-nnov.ru
Зобачева Т. С.	УрГУ	zobacheva@yandex.ru
Кайгородов П. В.	ИНАСАН	pasha@inasan.ru
Калинин А. А.	АО УрГУ	Aleksandr.Kalinin@usu.ru
Калинина Н. Д.	АО УрГУ	Nataliya.Kalinina@usu.ru
Казанцев М. Б.	ЧелГУ	
Карташова А. П.	ИНАСАН	akartashova@inasan.ru
Касьянова М. В.	РГУ	rgyaf@yandex.ru
Киричек Е. А.	ГАО РАН	
Кирсанова М. С.	УрГУ	m.kirsanova@mail.ru
Киселева Е. Л.	ЮУрГУ	kleo@math.susu.ac.ru
Коваленко И. Г.	ВолГУ	igk@vlink.ru
Кожевников В. П.	АО УрГУ	Valerij.Kozhevnikov@usu.ru
Кожевникова А. В.	УрГУ	kozhevnikova-a@yandex.ru
Конева П. В.	ТГУ	astrodep@niipmm.tsu.ru
Кононов Д. А.	УрГУ	rusastronomer@yahoo.com
Константинов В. С.	ТГУ	astrodep@niipmm.tsu.ru
Костогрыз Н. М.	ГАО НАНУ	kosn@mao.kiev.ua
Кочеров А. В.	ЧелГУ	kocherov@csu.ru
Крюгель Э.	МРIfR	p309ekr@mpifr-bonn.mpg.de
Крушинский В. В.	УрГУ	krussh@rambler.ru
Кузнецов Э. Д.	УрГУ	Eduard.Kuznetsov@usu.ru
Липунов В. М.	МГУ	lipunov@sai.msu.ru
Левитская Т. И.	УрГУ	Tatyana.Levitskaya@usu.ru
Лямова Г. В.	УрГУ	obser@uraltc.ru
Малафеев С. Ю.	ННГУ	zin@appl.sci-nnov.ru
Мальшев А. И.	ИГГ УрО РАН	malyshev@igg.uran.ru
Мальшева Л. К.	АО УрГУ	obser@uraltc.ru

ФИО	Организация	e-mail
Марченко В. В.	АО КНУ	marv@observ.univ.kiev.ua
Машонкина Л. И.	ИНАСАН	lima@inasan.ru
Мельник О. В.	АО КНУ	melnykov@svitonline.com
Моисеев А. В.	СПбГУ	hawk_eye@pochtamt.ru
Морень А.	ИПН	a.moreigne@mail.ru
Мустафа Ф.	ШАО	famil_m@yahoo.com
Мусцовой В. В.	ВолГУ	NKuzmin@list.ru
Никифорова Т. П.	АО УрГУ	Tatyana.Nikiforova@usu.ru
Орлов В. В.	СПбГУ	vor@astro.spbu.ru
Орлов С. А.	НИАИ СПбГУ	sergei@so3281.spb.edu
Островский А. Б.	УрГУ	Andrei.Ostrovskii@usu.ru
Павлюченков Я. Н.	ИНАСАН	pavyar@inasan.ru
Панкратова Н. В.	УрГУ	silver-star@yandex.ru
Плате А.	Фонд им. Роберта Боша	aliceplate@web.de
Полулях М. В.	ТГУ	le@mail.tomsknet.ru
Полушина Т. С.	АО УрГУ	Tatyana.Polushina@usu.ru
Поляков А. М.	УрГУ	coi@bk.ru
Попова М. Э.	УрГУ	Maria.Popova@usu.ru
Примак Н. В.	КрАО	primak@crao.crimea.ua
Прохоров М. Е.	ГАИШ	mike@sai.msu.ru
Роде М. Л.	DAAD	markus_rode@web.de
Ромашин Г. С.	АО УрГУ	
Рубинов А. В.	СПбГУ	rav@astro.spbu.ru
Рыхлова Л. В.	ИНАСАН	
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
Соболев А. М.	УрГУ	Andrej.Sobolev@usu.ru
Соколов Л. Л.	СПбГУ	
Соловьев А. А.	ГАО РАН	solov@infotecset.ru
Старицин Е. И.	АО УрГУ	Eugenij.Staritsin@usu.ru
Струнина Т. В.	УрГУ	rigel7@yandex.ru
Татаринов С. А.	УрГУ	tatarinov_st_a@mail.ru
Титаренко В. П.	НИИ ПММ при ТГУ	dflbv_tom@rambler.ru
Троицкий Н. Р.	ННГУ	troitsky@appl.sci-nnov.ru
Туева О. Н.	ТГУ	astrodep@niipmm.tsu.ru
Тюрина Н. В.	ГАИШ МГУ	tiurina@sai.msu.ru
Устюжанин А. В.	МГУ	vau@sai.msu.ru
Хабибуллина М. Л.	КГУ	r56@rambler.ru
Хайдаров Р. Р.	ИЯФ	renat2@gmail.com
Харламов Г. Ю.	ИНАСАН	
Хачай Ю. В.	ИГФ УрО РАН	yu.khachay@r66.ru
Холшевников К. В.	СПбГУ	KVK@astro.spbu.ru
Хоперсков А. В.	ВолГУ	khoperskov@vlink.ru
Храмов Н. В.	КГУ	nikhramov@mail.ru
Хремли Г. П.	УрГУ	
Цивилев А. П.	ПРАО ФИАН	tsivilev@prao.psn.ru
Чачина Т. С.	УрГУ	cassiopeia_tanya@mail.ru
Шагабутдинов А. И.	АО УрГУ	Aleksandr.Kalinin@usu.ru
Шайдулин В. Ш.	УрГУ	shvak@yandex.ru
Шелемей О. В.	УрГУ	osan@mail.ur.ru
Шестопапов В.	ОНУ	
Шкварун Р. В.	ГАО НАНУ	shkvarun@mao.kiev.ua
Шпитальник М. Ц.	МАК «Вымпел»	
Шумакова Т. А.	ГАО НАНУ	aphina@mao.kiev.ua
Шустов Б. М.	ИНАСАН	bshustov@inasan.ru
Щерба Р.	NCAC	szczcerba@ncac.torun.pl
Эбель М. А.	ЧелГУ	eretnova@csu.ru
Эльвив А. А.	АО КНУ	elyviv@observ.univ.kiev.ua
Юханов Д.	АО ОНУ	
Johansson L. E. B.	OSO	
Menten K.	MPIfR	kmenten@mpifr-bonn.mpg.de
Stanke T.	MPIfR	tstanke@mpifr-bonn.mpg.de
Wyrowski F.	MPIfR	fwyrwski@mpifr-bonn.mpg.de

Содержание

Программа конференции	5
Захарова П. Е. Коуровской астрономической обсерватории — 40 лет	18
Информация об INTAS	22
Соболев А. М. Информация о грантах INTAS	22
Обзорные лекции	23
Авдюшев В. А. Методы теории специальных возмущений в небесной механике	23
Алексеев И. Ю. Пятенная активность поздних звезд . . .	31
Вибе Д. З. Ионизация в дозвездных и протозвездных объектах	40
Есипов В. Ф. Теперь можно об этом рассказать	47
Глебова Н. И., Железнов Н. Б., Лукашова М. В., Малков А. А., Свешников М. Л. Астрономические ежегодники	48
Жучков Р. Я., Орлов В. В., Рубинов А. В. Устойчивость кратных звезд и физические свойства их компонент	58
Замоздра С. Н. Альвеновские волны в коллапсирующих протозвездных облаках	71
Зинченко И. И. «Радиовидение» в астрономии	85
Коваленко И. Г. $(2 + \varepsilon)$ -мерные газовые диски	94
Кузьмин Н. М., Мовсесян Т. А., Мусцевой В. В., Храпов С. С. Волны и вихри Россби в астрофизике . . .	97
Липунов В. М. Гамма-всплески и телескопы-роботы на примере системы МАСТЕР	110
Малышева Л. К., Малышев А. И. Условия зарождения и эволюции жизни на планетах Солнечной системы . .	128
Машонкина Л. И. Химическая эволюция Галактики по спектроскопическим исследованиям звезд	139
Прохоров М. Е., Попов С. Б. Популяционный синтез в астрофизике	141
Соболев А. М., Goedhart S., van der Walt D. J., Gaylard M., Островский А. Б., Kruegel E., Brand J. Переменность мазеров — уникальный инструмент исследования эволюции областей звездообразования . . .	161

Соколов Л. Л., Холшевников К. В. Задача N тел и проблема интегрируемости	162
Хачай Ю. В. Проблемы математического описания конвекции во внутренних областях Земли	184
Хоперсков А. В. Методы динамического моделирования галактик	199
Шустов Б. М. Скрытая масса во Вселенной и в Галактике	207
Szczerba R. Stellar Astro-physics(-chemistry) with Hetorydyne Instrument on the board of Herschel Space Observatory .	219
Тезисы студенческих докладов	220
Бабичева В. Е. О возможности детектирования высокоэнергичного излучения, связанного с взаимодействием релятивистских частиц с магнитосферой компаньона в двойной системе радиопульсаров	220
Балуев Р. В. Влияние эффекта селекции на наблюдаемые статистические свойства внесолнечных планет	221
Бызов И. Л. Возможная интерпретация распределения металличностей красных гигантов окрестностей Солнца .	222
Головкина А. Г. Численное моделирование динамической эволюции фрагментов геостационарного спутника, образовавшихся в результате изотропного взрыва	223
Горбунова Е. А. Кривая лучевых скоростей и параметры орбиты катаклизмической переменной MV Lyræ	224
Дубас О. М. Определение вероятностных областей движения астероидов	225
Захаров Е. О. Моделирование неустойчивости Паркера . .	226
Касьянова М. В. Химическая и фотометрическая эволюция шаровых скоплений	227
Кирсанова М. С., Соболев А. М., Воронков М. А. Лучевые скорости CS(2-1) и мазеров CH_3OH в молекулярном кольце Галактики	228
Киселева Е. Л. Резонансное движение далеких транснептуновых объектов	229
Константинов В. С. Возраст метеорного потока Квадрантид	230
Кочеров А. В. Турбулентные скорости в коллапсирующих протозвездных облаках	231
Крушинский В. В. Телевизионная система с ЭОП для наблюдения искусственных спутников Земли	232

Малафеев С. Ю. Исследование пространственных вариаций температуры в областях образования массивных звезд	233
Полулях М. В. Численные исследования либрационных движений АСЗ вблизи соизмеримостей $4/1$ и $5/1$ с Юпитером	234
Поляков А. М., Цивилев А. П. Эффективная температура звезд спектрального класса $O6V$	235
Туева О. Н. Исследование эффективности симплектических интеграторов для решения задачи динамики фрагментов космического мусора	236
Устюжанин А. В. Уточнение оценки массы Местной Группы	237
Хабибуллина М. Л., Галеев А. И., Бикмаев И. Ф., Борисов Н. В., Шиманский В. В. Фотометрическое и спектроскопическое исследование V1327 Орла — трансгалактической переменной звезды типа RR Лиры	238
Храмов Н. В. Кривые блеска и прецессия диска катаклизмической переменной звезды MV Lyr	239
Чачина Т. С. Динамическая эволюция слабозмущенной двупланетной системы	240
Шайдулин В. Ш. Динамическая эволюция облака частиц, образовавшегося в результате взрыва объекта на геостационарной орбите	241
Шелемей О. В., Островский А. Б., Соболев А. М., Локтин А. В. Исследование статистических свойств мазерных источников метанола II класса	242
Эбель М. А. Оценка вероятности открытия разделенных тесных двойных звезд как затменных переменных для случая полного потемнения диска звезды к краю	243
Тезисы кратких сообщений	244
Алиева А. А. Анализ избытков ближнего УФ- и ИК-излучений у звезд типа Т Тельца	244
Алексеев И. Ю., Кожевникова А. В. Запятненность звезд типа RS CVn	245
Васюнин А. И., Шематович В. И. Стохастические методы моделирования химии межзвездной среды	246

Васюнин А. И., Семенов Д. А., Соболев А. М., Henning Т. О точности астрохимического моделирования околозвездных дисков	247
Дремова Г. Н., Свечников М. А. Изменение орбитального периода контактных систем типа W UMa	248
Жуковская С. В. Смещение энергетических уровней атомов <i>Na I</i> и <i>K I</i> в атмосферах	249
Жучков Р. Я., Орлов В. В., Рубинов А. В. Кратные звезды со слабой иерархией: есть ли среди них динамически неустойчивые системы?	250
Занкович А. М. Использование сверхмалых космических аппаратов в космофизическом образовании	251
Кайгородов П. В., Бисикало Д. В., Боярчук А. А., Кузнецов О. А. Взаимодействие струи вещества с околодисковым гало в полуразделенных ТДС	252
Кожевникова А. В., Алексеев И. Ю., Кожевников В. П., Свечников М. А. Фундаментальные характеристики и долговременная активность двойной системы CG Cyg	253
Костогрыз Н. М. Формирование деталей комбинационного рассеяния в неизотермической атмосфере	254
Марченко В. В., Гнатык Б. И. Гамма-всплеск при выходе релятивистской ударной волны на поверхность Гиперновой звезды	255
Мельник О. В. Индивидуальные и вириальные массы триплетов галактик	256
Moreigne A., Bouvard D. О высшем образовании во Франции	257
Орлов С. А. Исследование огибающей поверхности семейства траекторий изотропно выброшенных частиц в возмущенном случае	258
Павлюченков Я. Н., Шустов Б. М. Профили линий излучения молекул в молекулярных облаках	259
Плат А. Развитие взаимопонимания между народами — основная цель фонда имени Роберта Боша	260
Примак Н. В., Ефимов Ю. С. 3C 66A: Synchrotron radiation strength variation in 2003	261
Rode M. How the DAAD helps Russian scientists	261

Троицкий Н. Р., Пирогов И. И., Зинченко И. И., Ji yang A. A. Обзор связанных с ИК-источниками областей звездообразования в линии $J = 1 - 0$ молекулы CO и ее изотопов	262
Шкварун Р. В. Содержание неона в дисках спиральных галактик	263
Шумакова Т. А. Модель поглощения дисковой галактикой карликовой галактики с более низким содержанием тяжелых элементов	264
Элыив А. А., Гнатык Б. И. Движение космических лучей сверхвысоких энергий в магнитном поле Галактики	265
Стендовые доклады	266
Бондаренко И. И., Кандазали Л. С. Астрономия в системе школьного образования	266
Горда С. Ю. О природе третьего компонента в спектре SZ Cam	267
Горда С. Ю., Захарова П. Е., Кузнецов Э. Д. Фотометрия геостационарных спутников на электрофотометре телескопа АЗТ-3	268
Захарова П. Е., Кузнецов Э. Д. Анализ динамической эволюции орбит геосинхронных спутников по результатам наблюдений на телескопе АЗТ-3 Коуровской астрономической обсерватории УрГУ	269
Зобачева Т. С., Островский А. Б., Соболев А. М., Павлюченков Я. Н. Исследование ошибок восстановления физических параметров темных молекулярных облаков с помощью метода LVG	270
Кайзер Г. Т., Вибе Ю. З. Идентификация геостационарных спутников по результатам обзорных наблюдений на камере СБГ	271
Калинина Н. Д., Johansson L. E. B. Молекулы в направлении на молекулярное ядро W3(OH)	272
Киричек Е. А., Соловьев А. А. Бессиловая магнитная аркада как модель сигмоидальной солнечной вспышки	273
Кирсанова М. С., Поляков А. М., Струнина Т. В., Панкратова Н. В., Соболев А. М., Цивилев А. П. Наблюдения спектральных линий аммиака в областях образования массивных звезд	274

Кирсанова М. С., Вибе Д. З. Химическая диагностика динамики образования дозвездных ядер	275
Кожевников В. П. Обнаружение сверхгорбов в кривой блеска взрывной переменной KR Aur	276
Кононов Д. А. Реализация алгоритма отождествления опорных звезд при наблюдении ИСЗ в оптико-электронных системах	277
Лямова Г. В. Наблюдения быстрых поворотов солнечных пятен в биполярной группе	278
Магуськин Б. Ф. Метод отображения в решении задачи Молоденского	279
Малышева Л. К., Малышев А. И. Дегазационные процессы в планетарной эволюции	280
Никифорова Т. П., Бессонов А. С., Берланд В. Э. Исследование системы активных низких петель на лимбе Солнца	281
Островский А. Б., Воронков М. А., Соболев А. М. Исследование режимов накачки метанольных мазеров I класса	282
Перевозкина Е. Л., Бондаренко И. И. Определение возраста компонентов ТДС с использованием закона торможения Скуманича	283
Попова М. Э. Кинематические параметры спиральной структуры Галактики по данным о рассеянных звездных скоплениях и ОВ-звездах	284
Ромашин Г. С. О вхождении ГСС в тень Земли	285
Салий С. В., Соболев А. М. Оценка физических параметров молекулярного облака G345.01+1.79 по различным сериям линий метанола	286
Соболев А. М., Sutton E. C., Wyrowski F., Menten K. M., Stanke T. Периодические выбросы из молодой двойной звездной системы W3(H ₂ O) и их взаимодействие с окружающим веществом	287
Соболев А. М., Sutton E. C., Wyrowski F., Menten K. M., Stanke T. Молодая звездная система W3(H ₂ O) и ее воздействие на окружающее вещество	288
Татаринов С. А. Определение местоположения сепаратрис в окрестности неустойчивых точек либрации на геостационарной орбите	289

Из истории науки	290
Левитская Т. И. Никита Иванович Попов — первый русский профессор астрономии	290
Литературные страницы	300
Зинин В. Б. 40-летию Коуровской астрономической обсерватории	301
Быкова Л. Е. 400-летию Томска	302
Замоздра С. Н. Апрельская поэзия	305
Холшевников К. В. Троянские мотивы	307
Список участников	309

Научное издание

Физика Космоса

Труды 34-й Международной
студенческой научной конференции
Коуровка, Россия,
31 января — 4 февраля 2005 г.

Редактор Т. А. Федорова

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

Лицензия ИД № 05974 от 03.10.2001. Темплан 2005 г., поз. 30.

Подписано в печать 23.01.05. Формат 60 × 84 1/16.

Бумага для множительных аппаратов. Гарнитура Times.

Уч.-изд. л. 19,5. Усл. печ. л. 18,6.

Тираж 150 экз. Заказ .

Издательство Уральского университета.

620083, Екатеринбург, пр. Ленина, 51.

Отпечатано в ООО «ИРА УТК».

620219, Екатеринбург, ул. К. Либкнехта, 42.