

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 37-й Международной
студенческой научной конференции
28 января — 1 февраля 2008 г.

Екатеринбург
Издательство Уральского университета
2008

Редколлегия:

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

Физика Космоса: Тр. 37-й Международ. студ. науч. конф., Екатеринбург, 28 янв. — 1 февр. 2008 г. — Екатеринбург: Изд-во Урал. ун-та, 2008. — 324 с.

ISBN 978-5-7996-0287-0

В сборнике представлены тексты обзорных лекций и тезисов докладов 37-й Международной студенческой научной конференции «Физика Космоса» отражающие современный уровень развития астрономии и смежных наук.

Для студентов, аспирантов, научных работников и преподавателей соответствующих специальностей.

УДК 524.4

ISBN 978-5-7996-0287-0

© Уральский государственный
университет, 2008

ФИЗИКА КОСМОСА
37-я МЕЖДУНАРОДНАЯ СТУДЕНЧЕСКАЯ
НАУЧНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ

37-я Международная студенческая научная конференция открывает серию мероприятий, проводимых в рамках Международного года астрономии.

62-й Генеральной ассамблеей ООН, по инициативе Международного астрономического союза и ЮНЕСКО, 2009 год объявлен Международным годом астрономии.

Организаторы

ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ

Международная общественная организация
«АСТРОНОМИЧЕСКОЕ ОБЩЕСТВО»

Корпорация PENTAR

УРАЛЬСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
Кафедра астрономии и геодезии
Астрономическая обсерватория

28 января — 1 февраля 2008 г.

Екатеринбург, Россия

Научный организационный комитет:

К. В. Холшевников (председатель, Санкт-Петербургский государственный университет), П. Е. Захарова (Уральский государственный университет), Д. З. Вибе (Институт астрономии РАН), И. И. Зинченко (ИПФ РАН), Э. Д. Кузнецов (Уральский государственный университет), М. Г. Мингалиев (САО РАН), В. В. Орлов (НИАИ СПбГУ), А. Б. Островский (Уральский государственный университет), М. Е. Прохоров (ГАИШ МГУ), Н. А. Сахибуллин (Казанский государственный университет), А. М. Соболев (Уральский государственный университет), А. А. Соловьев (ГАО РАН), Б. М. Шустов (Институт астрономии РАН)

Жюри конкурса студенческих научных работ

К. В. Холшевников (председатель, Санкт-Петербургский государственный университет), Д. З. Вибе (Институт астрономии РАН), И. И. Зинченко (Институт прикладной физики РАН), А. В. Миронов (Государственный астрономический институт им. П. К. Штернберга, МГУ), В. В. Орлов (Научно-исследовательский астрономический институт СПбГУ), А. Б. Островский (Уральский государственный университет)

Финансовая поддержка

Российский фонд фундаментальных исследований

Отдел по делам молодежи администрации Октябрьского района г. Екатеринбурга

Корпорация PENTAR

Уральский государственный университет им. А. М. Горького

Программа конференции

Место проведения — Астрономическая обсерватория Уральского государственного университета.

Открытие конференции		Ауд. № 15
28 января, понедельник	15.00	
Пленарные заседания		Ауд. № 15
28 января, понедельник	15.30–18.45	
29 января, вторник	10.00–18.45	
30 января, среда	10.00–18.45	
31 января, четверг	14.30–18.45	
Семинар «Небесная механика»		Ауд. № 10
30 января, среда	10.00–11.30	
Семинар «Физика звездно-газовых комплексов»		Ауд. № 10
30 января, среда	14.30–17.00	
Семинар «Физика звезд»		Ауд. № 10
30 января, среда	14.30–16.30	
Семинар «Школьники в астрономии»		Ауд. № 15
30 января, среда	12.30–13.05	
31 января, четверг	14.30–16.30	
Стендовые доклады		Холл
31 января, четверг	11.00–13.00	
Закрытие конференции		Ауд. № 15
31 января, четверг	20.00	

П Л Е Н А Р Н Ы Е З А С Е Д А Н И Я

28 января, понедельник, ауд. 15

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

Председатель Константин Владиславович Холшевников,
д-р физ.-мат. наук

15.30–16.15 Борис Михайлович Шустов (чл.-корр. РАН, Институт астрономии РАН)
Астероидно-кометная опасность: вчера, сегодня, завтра.

16.15–17.00 Алексей Васильевич Миронов (канд. физ.-мат. наук, ГАИШ МГУ)
Проблемы современной астрофотометрии.

17.00–17.15 Олег Юрьевич Малков (д-р физ.-мат. наук, Институт астрономии РАН)
Международный год астрономии-2009.

17.15–17.30 П Е Р Е Р Ы В

17.30–17.45 Екатерина Сергеевна Березина (5 курс, КГУ)
Фотометрические исследования карликовой новой V1504 Cyg: вспышки.

17.45–18.00 Александр Сергеевич Складнов (3 курс, КГУ)
Фотометрические исследования асинхронного поляра V1432 Aql в июле 2007 г.

18.00–18.45 Михаил Евгеньевич Прохоров (д-р физ.-мат. наук, ГАИШ МГУ)
Российский космический фотометрический эксперимент «Лира-Б».

П Л Е Н А Р Н Ы Е З А С Е Д А Н И Я

29 января, вторник, ауд. 15

Председатель Борис Михайлович Шустов, чл.-корр. РАН

10.00–10.45 Дмитрий Зигфридович Вибе (д-р физ.-мат. наук, Институт астрономии РАН)
Диффузные облака.

10.45–11.30 Игорь Иванович Зинченко (д-р физ.-мат. наук, ИПФ РАН)
Вариации свойств областей звездообразования в галактиках.

11.30–11.45 П Е Р Е Р Ы В

11.45–12.00 Артур Курманбиевич Эркенов (5 курс, САО)
Спектры и переменность внегалактических радиоисточников вблизи Северного Полюса Мира.

12.00–12.15 Ольга Валериевна Выводцева (4 курс, ЧелГУ)
Сжатие магнитных вращающихся молекулярных облаков.

12.15–12.30 Любовь Владимировна Костюкова (4 курс, ЮФУ)
Применение модели плазмы в исследовании разрушения пылевых частиц.

12.30–12.45 Дмитрий Сергеевич Насонов (6 курс, МГУ)
Повышение точности доплеровских измерений на спектрографах 6-метрового телескопа БТА.

12.45–13.00 Пол Эндрю Боли (5 курс, УрГУ)
Вариации электронной температуры и плотности в планетарной туманности NGC 7027 по наблюдениям на космическом телескопе «Хаббл».

13.00–14.30 О Б Е Д

П Л Е Н А Р Н Ы Е З А С Е Д А Н И Я

29 января, вторник, ауд. 15

Председатель Михаил Евгеньевич Прохоров, д-р физ.-мат. наук

14.30–15.15 Ольга Касьяновна Сильченко (д-р физ.-мат. наук, ГАИШ МГУ)

Близкие галактики: свойства и происхождение.

15.15–16.00 Андрей Михайлович Соболев (канд. физ.-мат. наук, УрГУ)

Рождение звездных скоплений в газо-звездном комплексе S231—S235.

16.00–16.15 Оксана Владимировна Шелемей (5 курс, УрГУ)

Поиск мазеров метанола на частоте 12.2 ГГц на радиотелескопе обсерватории HartRAO.

16.15–16.30 Алексей Алексеевич Смирнов (5 курс, СПбГУ)

Определение расстояний до звезд каталога NOMAD.

16.30–16.45 Дарья Анатольевна Стрижова (3 курс, УрГУ)

Формирование населения белых карликов галактического гало.

16.45–17.00 П Е Р Е Р Ы В

17.00–17.15 Анна Владимировна Немирова (4 курс, ЧелГУ)

Взаимодействие ядер молекулярных облаков с межзвездными ударными волнами.

17.15–17.30 Александр Михайлович Поляков (6 курс, УрГУ)

Нейтральный атомарный водород в окрестностях зоны ионизованного водорода S235.

17.30–17.45 Александр Андреевич Муштуков (4 курс, СПбГУ)

Комптоновское рассеяние излучения на релятивистских электронах в сильном магнитном поле.

17.45–18.00 Екатерина Александровна Немченко (4 курс, ТГУ)

Построение и идентификация профилей излучения пульсаров в модели Голда.

18.00–18.45 Олег Юрьевич Малков (д-р физ.-мат. наук, Институт астрономии РАН)

Международная виртуальная обсерватория.

П Л Е Н А Р Н Ы Е З А С Е Д А Н И Я

30 января, среда, ауд. 15

Председатель Дмитрий Зигфридович Вибе, д-р физ.-мат. наук

10.00–10.45 Александр Анатольевич Соловьев (д-р физ.-мат. наук, ГАО РАН)
Бессиловые магнитные конфигурации.

10.45–11.30 Людмила Ивановна Машонкина (д-р физ.-мат. наук, Институт астрономии РАН)
От лития до урана: химический состав звезд как ключ к пониманию их физики.

11.30–11.45 П Е Р Е Р Ы В

11.45–12.00 Михаил Валерьянович Данилов (5 курс, КГУ)
Определение фундаментальных параметров и не-ЛТР содержаний выборки звезд по спектрам высокого разрешения.

12.00–12.15 Вячеслав Вячеславович Душин (4 курс, СПбГУ)
Нестационарная ионизация и заселение уровней водородоподобных ионов в горячей плазме.

12.15–14.30 О Б Е Д

П Л Е Н А Р Н Ы Е З А С Е Д А Н И Я

31 января, среда, ауд. 15

Председатель Алексей Васильевич Миронов, канд. физ.-мат. наук

14.30–15.15 Константин Владиславович Холшевников (д-р физ.-мат. наук, АИ СПбГУ)

Представление гравитационного потенциала рядом Лапласа: область применимости.

15.15–16.00 Виктор Владимирович Орлов (д-р физ.-мат. наук, СПбГУ)

Проблема N тел в звездной динамике.

16.00–16.15 Эдгар Игоревич Летнер (4 курс, ТГУ)

Численное моделирование динамики всей совокупности объектов геостационарной зоны.

16.15–16.30 Оксана Никитична Раздымахина (4 курс, ТГУ)

Астероиды, сближающиеся с Землей и Юпитером.

16.30–16.45 Леонид Николаевич Судов (4 курс, СПбГУ)

Ряд Эйлера для близпараболического кеплерова движения и его обращение.

16.45–17.00 П Е Р Е Р Ы В

17.00–17.15 Анна Михайловна Фатеева (5 курс, ВолГУ)

Программа для расчета параметров магнитного поля Земли по данным с микроспутника.

17.15–17.30 Сергей Александрович Хайбрахманов (4 курс, ЧелГУ)

МГД модель Шакуры—Сюняева.

17.30–17.45 Виталий Викторович Акимкин (4 курс, СПбГУ)

Кинематическая калибровка шкалы расстояний до планетарных туманностей.

17.45–18.00 Владимир Владимирович Троянский (4 курс, ОНУ)

Модель Земной и Лунной тени в формализме численной теории DE405.

18.00–18.45 Сергей Николаевич Замоздра (преподаватель, ЧелГУ)

МГД модели коллапса турбулентных протозвездных облаков.

П Л Е Н А Р Н Ы Е З А С Е Д А Н И Я

31 января, четверг, ауд. 15

Председатель Виктор Владимирович Орлов, д-р физ.-мат. наук

14.30–15.15 Виктор Анатольевич Авдюшев (канд. физ.-мат. наук, ТГУ)

Актуальные проблемы в определении спутниковых орбит.

15.15–16.00 Галушина Татьяна Юрьевна (канд. физ.-мат. наук, НИИ ТГУ)

Астероид 99942 Apophis: орбитальная эволюция, вероятность столкновения с Землей и возможность его предотвращения.

16.00–16.45 Юрий Васильевич Хачай (д-р физ.-мат. наук, ИГ УрО РАН)

Исследование термической эволюции Земли. Полезные уроки.

16.45–17.00 П Е Р Е Р Ы В

17.00–17.15 Резюме секции стендовых докладов

17.15–18.00 Валентин Федорович Есипов (канд. физ.-мат. наук, ГАИШ МГУ)

Акустооптические фильтры в астрономии.

18.00–18.45 Марат Габдуллович Мингалиев (д-р физ.-мат. наук, САО)

Нестандартная космология.

20.00 ЗАКРЫТИЕ КОНФЕРЕНЦИИ

Председатель Виктор Анатольевич Авдюшев, канд. физ.-мат. наук

10.00–10.15 Алия Ибрагимовна Мартынова (преподаватель, СПбГЛТА)

Некоторые частные случаи общей задачи трех тел.

10.15–10.30 Мария Александровна Баньщикова (преподаватель, НИИ ПММ ТГУ)

Исследование областей возможных движений для далеких спутников Юпитера.

10.35–10.45 Анна Геннадьевна Головкина (аспирант, ТГУ)

Особенности динамической эволюции космического мусора, образовавшегося в геостационарной зоне в результате взрыва космического аппарата.

10.45–11.00 Сергей Алексеевич Орлов (научный работник, НИАИ СПбГУ)

Исследование зоны распространения семейства частиц при взрыве спутника, не являющегося планетостационарным.

11.00–11.15 Вахит Шамильевич Шайдулин (аспирант, СПбГУ)

Исследование некоторых свойств ряда Лапласа для гравитационного потенциала Земли.

11.15–11.30 Николай Борисович Железнов (канд. физ.-мат. наук, ИПА РАН)

Исследование вероятности столкновения астероида с Землей методом Монте-Карло.

Председатель Ольга Касьяновна Сильченко, д-р физ.-мат. наук

14.30–14.45 Мария Эриковна Попова (научный работник, УрГУ)

История звездообразования в диске Галактики.

14.45–15.00 Вадим Владимирович Крушинский (научный работник, УрГУ)

Спектральная классификация звезд погруженных скоплений по наблюдениям в диапазоне 6000—7000 Å.

15.00–15.15 Наталья Викторовна Распопова (преподаватель, СПбГУ)

Орбиты звезд в моделях галактик.

15.15–15.30 Галина Борисовна Анисимова (канд. физ.-мат. наук, ЮФУ)

Кинематика регулярных структур.

15.30–15.45 Роман Александрович Алексейчук (аспирант, ВолГУ)

Структура течения в галактической ударной волне: влияние эффектов неадиабатичности.

15.45–16.00 Лев Евгеньевич Пирогов (канд. физ.-мат. наук, ИПФ РАН)

Структура ядер в областях образования массивных звезд.

16.00–16.15 Светлана Викторовна Салий (научный работник, УрГУ)

Оценка физических условий в молекулярных облаках с развитыми зонами HII по квазитепловым линиям метанола.

16.15–16.30 Никита Романович Троицкий (научный работник, ИПФ РАН)

Обзор холодных IRAS источников.

16.30–16.45 Татьяна Сергеевна Васюнина (аспирант, МРІА)

Исследование структуры темных инфракрасных облаков.

16.45–17.00 Антон Иванович Васюнин (аспирант, УрГУ)

Моделирование химии на поверхности пылевых частиц:
нужен ли учет стохастических эффектов?

Председатель Александр Анатольевич Соловьев,
д-р физ.-мат. наук

12.30–12.45 Гузель Рамисовна Рамазанова (3 курс, УрГУ)

Наблюдения екатеринбургских школьников на телескопах
ФОЛКЕСА.

12.45–12.55 Арсений Андреевич Соболев (11 класс, МОУ «Гим-
назия № 37»)

Проявления конвекции при наблюдениях Солнца.

12.55–13.05 Вероника Анатольевна Шакирова (11 класс, МОУ
«Гимназия № 35»)

Влияние Солнца и Луны на сердечно-сосудистую систему че-
ловека.

Председатель Олег Юрьевич Малков, д-р физ.-мат. наук

- 14.30–14.45 Аввакумова Екатерина Анатольевна** (аспирант, УрГУ)
Тесная массивная двойная система раннего спектрального класса V701 Скорпиона.
- 14.45–15.00 Роман Владимирович Балув** (аспирант, СПбГУ)
Дрожания лучевых скоростей звезд в программах поиска внесолнечных планет.
- 15.00–15.15 Ренат Александрович Бисенгалиев** (аспирант, КалмГУ)
О возможности генерации солнечных спикул волноводно-резонансной «ветровой» неустойчивостью медленных магнитозвуковых волн.
- 15.15–15.30 Галина Николаевна Дремова** (канд. физ.-мат. наук, РФЯЦ—ВНИИТФ)
Расчет временных шкал приливной эволюции ТДС.
- 15.30–15.45 Алла Валерьевна Кожевникова** (научный работник, УрГУ)
Классические и короткопериодические системы типа RS CVn: сравнение параметров запятанности.
- 15.45–16.00 Ольга Викторовна Хонгорова** (аспирант, КалмГУ)
Радиальные колебания скинированного Z-пинча с экранированным и неэкранированным током.
- 16.00–16.15 Шынарай Ратбайкызы Мырзакул** (научный работник, АФИФ)
Распределение возмущений плотности барионной материи во Вселенной с нестационарным уравнением состояния.
- 16.15–16.30 Максим Владимирович Юшкин** (канд. физ.-мат. наук, САО)
Проект оптоволоконного спектрографа высокого разрешения для 1.2-метрового телескопа Коуровской АО.

Председатель Андрей Михайлович Соболев, канд. физ.-мат. наук

1. **Балуев Р. В.** (СПбГУ)
Оценка статистической значимости пиков периодограммы.
2. **Бзов И. Л.** (УрГУ)
Исследование рассеянных звездных скоплений на телескопах АЗТ и SBG Коуровской астрономической обсерватории.
3. **Волосатов А. А., Ерёмин А. С.** (СПбГУ)
Исследование движения в модели Галактики, учитывающей ее спиральную структуру.
4. **Гламазда Д. В., Кайзер Г. Т., Кузнецов Э. Д., Вибе Ю. З.** (АО УрГУ)
Результаты ПЗС-наблюдений избранных пассивных ГСС на телескопе СБГ Коуровской астрономической обсерватории.
5. **Горда С. Ю.** (АО УрГУ)
Спектрофотометрия SZ Cam на 1 и 6-м телескопах САО РАН.
6. **Захарова П. Е., Гламазда Д. В., Горда С. Ю., Кайзер Г. Т., Кузнецов Э. Д.** (АО УрГУ)
Результаты ПЗС-наблюдений геосинхронных спутников на телескопах СБГ и АЗТ-3 Коуровской астрономической обсерватории в 2007 г.
7. **Захарова П. Е., Кузнецов Э. Д.** (АО УрГУ)
Программный комплекс FitsAZT/FitsSBG для обработки результатов ПЗС-наблюдений ИСЗ на телескопах АЗТ-3 и СБГ АО УрГУ.
8. **Калинина Н. Д.** (АО УрГУ)
Отождествление спектральных линий в областях образования массивных звезд.
9. **Кожевников В. П.** (АО УрГУ)
Особенности орбитальной кривой блеска взрывной переменной HS 0229+8016.

10. **Крушинский В. В., Попов А. А., Поляков А. М., Заложных И. С.** (УрГУ)
Робот-телескоп астрономической обсерватории УрГУ.
11. **Кузнецов Э. Д.** (УрГУ), **Кудрявцев А. О.** (МГУ)
О возможности применения показателя MEGNO для исследования стохастических свойств движения геосинхронных спутников.
12. **Лямова Г. В.** (АО УрГУ)
Вращение в солнечных пятнах, определенное по различным трассерам.
13. **Млодик Г. Г.** (УрГУ), **Юшкин М. В.** (САО РАН), **Соболев А. М., Горда С. Ю., Крушинский В. В.** (УрГУ)
Определение лучевых скоростей центральных звезд зон III в комплексе звездообразования S231—S235.
14. **Т. П. Никифорова** (АО УрГУ)
Яркие узлы в петельных структурах активных протуберанцев.
15. **Ромашин Г. С.** (АО УрГУ)
Классификация геостационарных и геосинхронных ИСЗ.
16. **Соболев А. М.** (АО УрГУ), **Моисеев А. В.** (САО РАН), **Крушинский В. В.** (АО УрГУ), **Юшкин М. В.** (САО РАН), **Сисилиа-Агилар А., Васюнина Т. С.** (MPIA)
Наблюдения области звездообразования S235A-B в линии водорода H_{α} на 6-метровом телескопе САО РАН.
17. **Сотникова Ю. В.** (САО РАН)
Исследование GPS-источников (Gigahertz-Peaked Spectrum) и кандидатов на РАТАН-600.
18. **Старенькая Е. А.** (УрГУ), **Кирсанова М. С.** (ИНАСАН), **Соболев А. М., Островский А. Б.** (УрГУ)
Определение параметров возбуждения нижних вращательных переходов молекулы аммиака в межзвездных молекулярных облаках.
19. **Храмцова М. С.** (УрГУ)
Многоцветная поверхностная фотометрия четырех галактик.
20. **Шомшекова С. А.** (АФИФ)
Строение активных ядер галактик.

АКТУАЛЬНЫЕ ПРОБЛЕМЫ В ОПРЕДЕЛЕНИИ СПУТНИКОВЫХ ОРБИТ

Введение

Адекватность орбитальной модели небесного тела зависит не только от точности формульного представления орбиты, но также и от точности входящих в модель параметров, которые определяются из наблюдений объекта, искаженных ошибками различного происхождения. В связи с этим низкоточные наблюдения, очевидно, дают грубые оценки орбитальных параметров.

Впрочем, принимая во внимание случайный характер ошибок наблюдений, их влияние на точность определения орбиты можно уменьшать путем пополнения наблюдательной базы все новыми (независимо полученными) данными о движении объекта. С другой стороны, скудность количества наблюдений также является одной из причин плохого определения орбит.

Обратная задача орбитальной динамики, как правило, сводится к минимизации некоторой целевой функции, которая выражает степень близости наблюдаемых и моделируемых положений объекта. Вообще говоря, нет никаких оснований полагать, что целевая функция имеет единственный минимум. Напротив, в большинстве обратных задач благодаря главным образом периодичности орбитального движения гиперповерхность целевой функции в пространстве определяемых параметров имеет довольно сложную структуру с многочисленными минимумами [1]. Обычно не возникает затруднений в выборе минимума, соответствующего наилучшим оценкам орбитальных параметров, и таким минимумом является абсолютный, в котором значение целевой функции существенно меньше, нежели в других минимумах. Однако ситуация с выбором не всегда склады-

вается столь благоприятно: в некоторых задачах минимумы целевой функции могут быть почти равнозначными и тогда критерий качества по абсолютному минимуму не может рассматриваться как безусловный.

Кроме того, ввиду сложности целевой функции используемые для поиска решения квазиньютоновские итерационные методы порой оказываются неэффективными и в этом случае следует прибегать к более изощренным подходам.

Перечисленные проблемы естественно имеют важное прикладное значение и они довольно часто возникают в обратных задачах спутниковой динамики, а именно при определении орбит близких и недавно открытых далеких спутников планет-гигантов, где наблюдательный материал недостаточно полон для построения высокоточных моделей спутниковых движений. В данной работе эти проблемы рассматриваются на примере некоторых представителей спутниковой системы Юпитера.

Моделирование спутниковой орбиты и определение ее параметров из наблюдений

Формально численную модель спутникового движения в L -мерном пространстве измеряемых величин \mathbf{p} можно представить в виде

$$\mathbf{p}^C(t, \mathbf{q}) = \mathbf{T}(t, \mathbf{x}(t, \mathbf{q})). \quad (1)$$

Здесь t — эфемеридное время; \mathbf{x} — планетоцентрическое положение спутника, \mathbf{q} — его орбитальные параметры; \mathbf{T} — преобразование перехода от \mathbf{x} к \mathbf{p} . По способу получения \mathbf{x} модели условно делятся на кинематические (прецессирующие эллипсы) и динамические, которые могут быть аналитическими либо численными. На практике измеряемыми величинами \mathbf{p} часто являются сферические координаты: прямое восхождение α и склонение δ , а при численном моделировании в качестве определяемых параметров \mathbf{q} выбирают вектор состояния динамической системы $(\mathbf{x}_0, \dot{\mathbf{x}}_0)^T$ на начальный момент t_0 .

Пусть требуется определить K орбитальных параметров \mathbf{q} по N наблюдаемым положениям \mathbf{p}_i^O на моменты времени t_i ($i = 1, \dots, N$). Эта задача обычно сводится к минимизации по \mathbf{q} функционала

$$S(\mathbf{q}) = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^N \|\mathbf{p}_i^O - \mathbf{p}_i^C\|^2 = \frac{1}{2} \|\mathbf{P}^O - \mathbf{P}^C\|^2, \quad (2)$$

где $\|\cdot\|$ — евклидова норма; $\mathbf{p}_i^C = \mathbf{p}^C(t_i, \mathbf{q})$ — модельное представление (1) наблюдений \mathbf{p}_i^O на момент t_i и введено обозначение $\mathbf{P} = (\mathbf{p}_1, \dots, \mathbf{p}_N)^T$. Минимум функционала (2) находится из необходимого условия экстремума, которое эквивалентно системе K нелинейных уравнений $\partial S / \partial \mathbf{q} = \mathbf{0}$. Эта система, как правило, решается итерационно методом Гаусса–Ньютона

$$\mathbf{q}_{k+1} = \mathbf{q}_k - \left[\mathbf{Q}^{-1} \frac{\partial S}{\partial \mathbf{q}} \right] (\mathbf{q}_k), \quad \mathbf{Q} = \left[\frac{\partial \mathbf{P}^C}{\partial \mathbf{q}} \right]^T \frac{\partial \mathbf{P}^C}{\partial \mathbf{q}}, \quad (3)$$

где \mathbf{Q} — так называемая нормальная матрица размера $K \times K$. Начальное приближение \mathbf{q}^0 в итерационной схеме (3) находится одним из методов предварительного определения орбиты (например, Гаусса либо Лапласа).

Оценка ошибок в орбитальных параметрах

Поскольку наблюдаемые и модельные величины содержат ошибки $\delta \mathbf{p}_i^O$ и $\delta \mathbf{p}_i^C$ соответственно, то из минимизации (2) можно получить лишь приближенную оценку $\hat{\mathbf{q}}$. (Здесь под модельными ошибками $\delta \mathbf{p}_i^C$ понимаются систематические, вызванные неточностью формульного представления орбитального движения.) При использовании современных высокоточных моделей $|\delta \mathbf{p}_i^O| \gg |\delta \mathbf{p}_i^C|$ поэтому будем полагать, что ошибка в оценке \mathbf{q} вызывается только ошибками наблюдений, которые можно рассматривать как случайные. Допуская линейную связь между ошибками

$$\delta \mathbf{P} = \frac{\partial \mathbf{P}^C}{\partial \mathbf{q}} \delta \mathbf{q}, \quad \delta \mathbf{P} = (\delta \mathbf{p}_1^O, \dots, \delta \mathbf{p}_N^O)^T,$$

для их ковариационных матриц $\mathbf{C}_{\delta \mathbf{P}}$ и $\mathbf{C}_{\delta \mathbf{q}}$ будем иметь

$$\mathbf{C}_{\delta \mathbf{P}} = \frac{\partial \mathbf{P}^C}{\partial \mathbf{q}} \mathbf{C}_{\delta \mathbf{q}} \left[\frac{\partial \mathbf{P}^C}{\partial \mathbf{q}} \right]^T. \quad (4)$$

Для практики важен случай, когда ошибки $\delta \mathbf{P}$ равноточны с некоторой дисперсией σ и распределены по нормальному закону. Тогда $\mathbf{C}_{\delta \mathbf{P}}$ представляет собой диагональную матрицу размера $LN \times LN$ с диагональными элементами σ^2 и согласно (4) получаем [2]

$$\mathbf{C}_{\delta \mathbf{q}} = \sigma^2 \mathbf{Q}^{-1}, \quad (5)$$

где σ^2 (среднеквадратическая ошибка) оценивается по формуле

$$\sigma^2 = \frac{2 \min_{\mathbf{q}} S}{LN - K}. \quad (6)$$

Ковариационная матрица (5) задает распределение ошибок $\delta \mathbf{q}$ относительно точного решения \mathbf{q} , получаемого при отсутствии ошибок наблюдений. Однако, с другой стороны, если ее отнести к приближенной оценке $\hat{\mathbf{q}}$, то она может рассматриваться как характеристика вероятностного распределения точного решения относительно приближенного.

Для дискретного моделирования вероятностного распределения точного решения прибегают к следующему алгоритму [3]. Методом Холецкого находят треугольную матрицу $\mathbf{C}_{\delta \mathbf{q}}^{1/2}$, для которой

$$\mathbf{C}_{\delta \mathbf{q}} = \mathbf{C}_{\delta \mathbf{q}}^{1/2} (\mathbf{C}_{\delta \mathbf{q}}^{1/2})^T,$$

после чего вычисляют множество возможных решений по формуле

$$\mathbf{q}^i = \hat{\mathbf{q}} + \mathbf{C}_{\delta \mathbf{q}}^{1/2} \boldsymbol{\eta}_i \quad (i = 1, \dots, M), \quad (7)$$

где $\boldsymbol{\eta}_i$ — нормально распределенные несмещенные K -мерные векторы с единичной дисперсией.

Поскольку ковариационная матрица $\mathbf{C}_{\delta \mathbf{q}}$ положительно определена, то дискретная область возможных решений (7) будет сосредоточена в некотором K -мерном гиперэллипсоиде с центром $\hat{\mathbf{q}}$:

$$(\mathbf{q} - \hat{\mathbf{q}})^T \mathbf{Q} (\mathbf{q} - \hat{\mathbf{q}}) = (3\sigma)^2.$$

Особенности в определении орбиты по наблюдениям на короткой дуге

Если спутник наблюдается на малом промежутке времени (на короткой орбитальной дуге), то ошибки в определяемых орбитальных параметрах спутника могут быть чрезвычайно большими и полученная модель с такими параметрами оказывается совершенно непригодна для адекватного описания движения спутника. Покажем это на простом примере.

Примем полиномиальную (кинематическую) модель (1), вполне подходящую для описания орбиты на малом промежутке времени:

$$\mathbf{p}^C(t, \mathbf{q}) = \sum_{i=0}^p \mathbf{p}_i (t - t_0)^i, \quad (8)$$

где $\mathbf{q} = (\mathbf{p}_0, \dots, \mathbf{p}_p)^T$ — вектор размерности $L(p+1)$; p — порядок аппроксимации (8). Нетрудно показать, что согласно (5)

$$\mathbf{C}_{\delta\mathbf{q}} = \sigma^2 \begin{pmatrix} \mathbf{D}_0 & \dots & \mathbf{0} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \mathbf{0} & \dots & \mathbf{D}_p \end{pmatrix}, \quad \mathbf{D}_j = \frac{1}{\sum_{i=1}^N (t_i - t_0)^{2j}} \mathbf{E} \quad (j = 0, \dots, p),$$

где \mathbf{E} — единичная матрица размера $L \times L$. Отсюда видно, что при $t_i \rightarrow t_0$ все дисперсии ковариационной матрицы для параметров \mathbf{p}_i ненулевых порядков и, следовательно, соответствующие параметрические ошибки неограниченно возрастают. Вместе с тем дисперсии для \mathbf{p}_0 не зависят от длины временного интервала и поэтому только параметры нулевого порядка могут быть оценены с высокой точностью, однако они задают лишь начальное положение спутника на орбите и не отвечают за его движение.

С другой стороны, если интервал наблюдаемости увеличивается, то имеет место тенденция к повышению точности параметров \mathbf{p}_i ненулевых порядков.

Необходимо также заметить, что при обработке наблюдений на короткой дуге число обусловленности нормальной матрицы \mathbf{Q} , как правило, очень большое. Например, для (8) можно показать, что

$$\text{cond}\mathbf{Q} = \text{cond}\mathbf{Q}^{-1} = \text{cond}\mathbf{C}_{\delta\mathbf{q}} = \frac{N}{\sum_{i=1}^N (t_i - t_0)^{2p}}.$$

Следовательно, чем выше порядок аппроксимации, тем больше число обусловленности. В общем случае это обстоятельство приводит к тому, что численное обращение матрицы \mathbf{Q} в алгоритме Гаусса–Ньютона (3) и для получения ковариационной матрицы (5) будет выполняться с плохой точностью, в особенности, если обратное число обусловленности $1/\text{cond}\mathbf{Q}$ близко к ошибке компьютерной арифметики.

Описанную выше проблему интересно исследовать для недавно открытых (далеких) спутников планет [4], которые наблюдались пока только в одном появлении.

В спутниковой системе Юпитера таких объектов сейчас порядка 40. Для большинства из них, открытых в 2003 г. (S/2003), дискретные вероятностные области (7) чрезвычайно большие и сильно вытянутые (например, рис. 1; S/2003 J04). Интервалы наблюдаемости этих спутников не превышают 100 суток. Для спутников, у которых моменты наблюдений покрывают длительные интервалы времени,

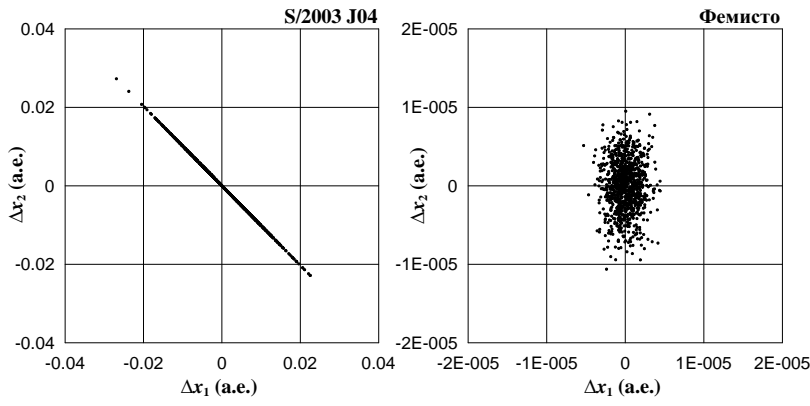


Рис. 1. Вероятностные области относительно оценок \hat{x}_1 и \hat{x}_2

вероятностные области существенно меньше (например, рис. 1; Фемисто). При этом следует заметить, что среднеквадратические ошибки σ для всех новых спутников довольно малы и не превосходят $0.2''$.

На рис. 2 приведено соотношение между размерами начальных вероятностных областей $|\Delta \mathbf{x}|_{\max} = \max_i |\mathbf{x}_0^i - \hat{\mathbf{x}}_0|$ в пространстве прямоугольных координат и разбросом моментов наблюдений \bar{T} :

$$\bar{T}^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (t_i - \bar{t})^2, \quad \bar{t} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N t_i.$$

В частности, из рисунка видно, что малые вероятностные области имеют место именно для тех спутников, у которых разбросы моментов наблюдений достаточно большие. В то же время для большинства спутников, открытых в 2003 г. и наблюдавшихся на коротких интервалах времени, рассматриваемые характеристики $|\Delta \mathbf{x}|_{\max}$ и \bar{T}/τ (τ — орбитальный период спутника) слабо коррелируют. Это связано главным образом с тем, что при малом разбросе моментов наблюдений становятся весьма весомыми другие факторы (например, особенности в распределении наблюдаемых положений спутника), потенциально влияющие на размеры вероятностной области. Так или иначе, определенно можно говорить, что длительная хронология наблюдений спутника является надежным залогом для высокоточного определения спутниковой орбиты.

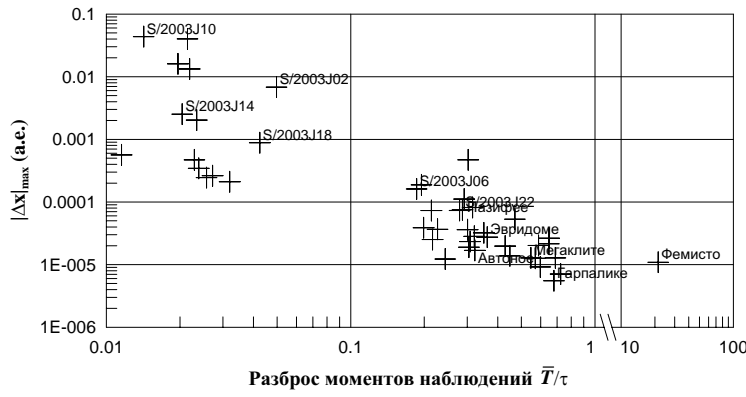


Рис. 2. Соответствие между размерами начальных вероятностных областей и разбросами моментов наблюдений

Большие вероятностные области вообще говорят о том, что наблюдений для соответствующих спутников пока недостаточно для уверенного прогноза спутникового движения, например с целью планирования наблюдений в будущем. На рис. 3 на примере S/2003 J10 показано, насколько обширным может быть разброс возможных положений спутника $\mathbf{x}_1^i = \mathbf{x}(t_0 + \tau, \mathbf{q}^i)$ уже через один оборот ($\tau = 681$ сут.) при большой вероятностной области параметров $\mathbf{q}^i = (\mathbf{x}_0^i, \dot{\mathbf{x}}_0^i)^T$. То есть на самом деле спутник может оказаться где угодно в большой окрестности, соизмеримой с самой орбитой.

При планировании наземных наблюдений требуемая точность прогноза движения непосредственно определяется размерами сканируемого наблюдательным средством участка неба, где ожидается появление объекта. Например, если мы намечаем провести наблюдение спутника S/2003 J10 через оборот, ожидая его появления на достаточно большом участке $1^\circ \times 1^\circ$, использование динамической модели спутника для его целеуказания в данном случае оказывается неприемлемым. Как показывает рис. 3, вероятностная область для S/2003 J10 столь обширна, что значительная часть ее выпадает за пределы обзораемого поля, центр которого настроен на прогнозируемое положение объекта $(\hat{\alpha}_1, \hat{\delta}_1)$ и, следовательно, есть вероятность потерять спутник. Таких объектов довольно много: помимо S/2003 J10 большие шансы быть потерянными имеют S/2003 J02, S/2003 J03, S/2003 J04, S/2003 J12 и S/2003 J23 [4].

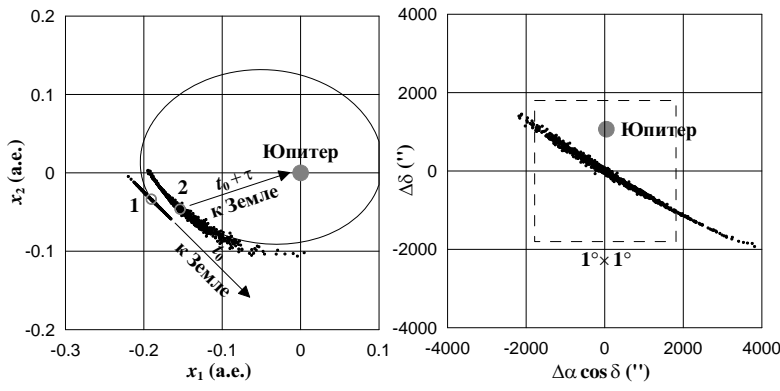


Рис. 3. Области возможных движений в момент t_0 (1) и через оборот ($t_1 = 5$ января 2005 г.) (2) в прямоугольных йовицентрических координатах и в сферических координатах относительно номинальной орбиты $(\hat{\alpha}_1, \hat{\delta}_1)$

Кроме того, нельзя не заметить, что некоторые возможные орбиты спутника S/2003 J02 выходят за пределы гравитационной сферы Юпитера, иначе говоря, имеется вероятность, что объект станет астероидом. По нашим оценкам, вероятность того, что уже за 50 лет спутник сменит свое амплуа, составляет приблизительно 0.05.

Особенности в определении орбиты близкого спутника

Для уверенного определения орбит близких спутников требования к точности наблюдений должны быть существенно выше, нежели в случае далеких спутников.

Рассмотрим в некоторой стационарной плоскости семейство круговых орбит с радиусами a и средними движениями $n \sim a^{-3/2}$. Пусть на этих орбитах наблюдаемые из неподвижной точки положения объектов одинаково распределены по долготе l . Тогда можно показать, что для дисперсии ошибки среднего движения δn

$$C_{\delta n} = \frac{\sigma^2 n^2}{a^2} c^2(l_0, l_1, \dots, l_N), \quad c^2 \sim \frac{1}{\sum_{i=1}^N (l_i - l_0)^2} \quad \text{при} \quad |l_i - l_0| \gg 0.$$

Отсюда видно, что с уменьшением a ошибки δn при постоянной σ

будут увеличиваться пропорционально $a^{-5/2}$. Поэтому, если орбиты близкого и далекого спутников определяются по одинаково точным наблюдениям на подобных дугах, ошибка в долготе близкого объекта $\delta l \sim \delta n(t - t_0)$, определяющей его положение на орбите, со временем будет развиваться быстрее. Следовательно, чтобы сохранить точность прогнозируемых положений $a\delta l$, точность наблюдений должна быть повышена пропорционально $a^{3/2} \sim n^{-1} \sim \tau$.

Кроме того, заметим, что ввиду наличия в оценке коэффициента c ошибка среднего движения может быть уменьшена путем увеличения наблюдаемой дуги орбиты. При этом точность определения среднего движения будет повышаться пропорционально c .

Неоднозначность в определении орбитальных параметров

Наблюдать близкие спутники чрезвычайно сложно из-за их слабой светимости и сильной засветки от планеты. Поэтому наблюдаются эти объекты крайне редко и временные промежутки между наблюдениями, как правило, очень большие: за это время спутники порой совершают до десятка тысяч оборотов. Это обстоятельство является главной причиной другой немаловажной проблемы, связанной с неоднозначностью определения спутниковых орбит [1]. Проиллюстрируем эту проблему на примере круговой задачи.

Рассмотрим двупараметрическое семейство круговых кеплеровских орбит $\mathbf{p}^C = \mathbf{x}(t, a, l_0)$ относительно орбиты $\mathbf{p}^O = \mathbf{x}(t, \bar{a}, \bar{l}_0)$, определяющей N наблюдаемых положений спутника. Введем целевую функцию $s = 2S/N$. Тогда нетрудно показать, что

$$s = \bar{a}^2(\alpha^2 + 2(1 + \alpha)(1 - \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \cos \varphi_i)),$$

где $\varphi = \frac{3}{2}\lambda\alpha - \beta$; $\alpha = (a - \bar{a})/\bar{a}$; $\beta = l_0 - \bar{l}_0$; $\lambda = \bar{l} - \bar{l}_0 = \bar{n}(t - t_0)$. Отсюда видно, что при достаточно больших λ в окрестности истинного решения $\alpha = \beta = 0$ поведение s будет определяться главным образом тригонометрической составляющей. Запишем ее в удобном для исследования виде:

$$F(\zeta, \beta) = 1 - \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \cos((\Lambda_i - \Lambda_0)\zeta - \beta),$$

где

$$\zeta = \frac{3}{2}\alpha(\lambda_N - \lambda_1); \quad \Lambda_i = \frac{\lambda_i - \lambda_1}{\lambda_N - \lambda_1} \quad (i = 0, 1, \dots, N).$$

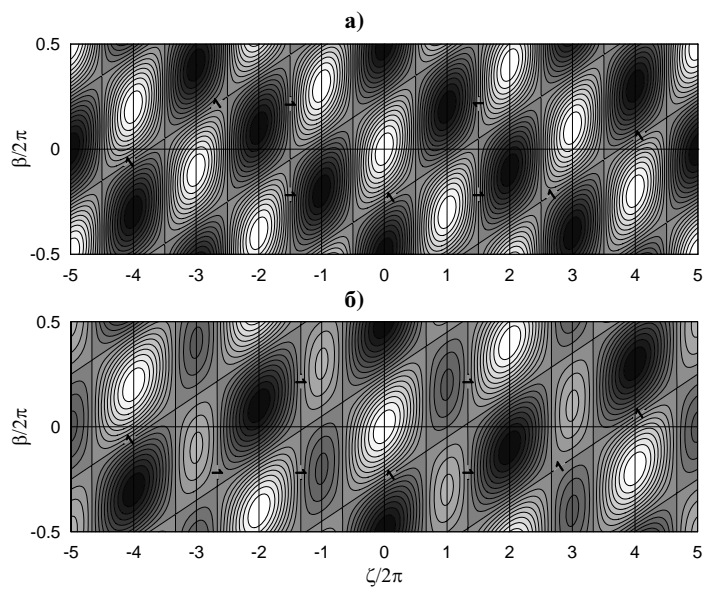


Рис. 4. Линии уровней поверхности $F(\zeta, \beta)$ в случае двух ($\Lambda = 0, 1$; а) и трех ($\Lambda = 0, 0.5, 1$; б) равномерно распределенных во времени групп наблюдательных данных с одинаковым количеством наблюдений в каждой

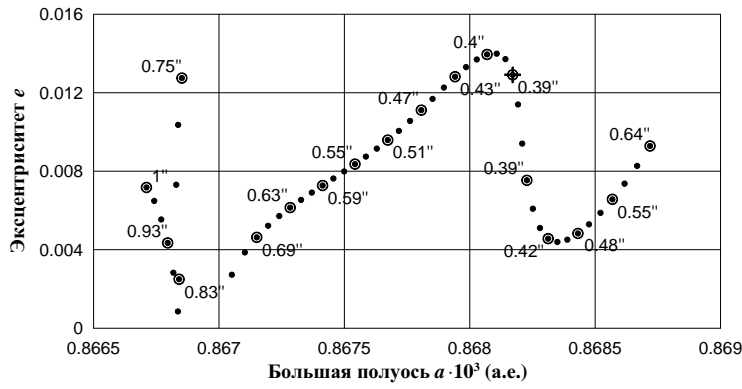


Рис. 5. Распределение орбитальных параметров a и e , доставляющих минимумы целевой функции S (Адрастея). Для некоторых решений, обозначенных кружочками, даны среднеквадратические ошибки. Решение в абсолютном минимуме обозначено крестиком

На рис. 4 показаны примеры графического представления поведения F в окрестности истинного решения в случае двух и трех равномерно распределенных во времени групп наблюдений ($\Lambda_0 = 0.3$). Как видно, функции F имеют множество минимумов. Поэтому при минимизации целевой функции s мы будем иметь множество решений \mathbf{q} . Какое из них мы получим при использовании метода Гаусса—Ньютона (3), естественно зависит от того, какое начальное приближение \mathbf{q}^0 мы выберем. Кроме того, заметим, что в случае двух групп все минимумы равнозначны, поэтому по величине F в них невозможно судить о качестве соответствующих оценок \mathbf{q} .

В действительности используемые на практике модели \mathbf{p}^C более сложные, нежели рассмотренные нами выше, и, кроме того, наблюдательные данные \mathbf{p}^O содержат ошибки. Тем не менее проблема неоднозначности в определении орбит близких спутников в общем случае также имеет место.

На рис. 5 в плоскости большая полуось—эксцентриситет (a, e) представлено распределение минимумов целевой функции S для Адрастеи, близкого спутника Юпитера, у которого на данный момент имеются всего две группы наземных наблюдений. За промежуток времени между этими группами (12 лет) спутник совершает порядка 14500 оборотов. Для представления наблюдений спутника здесь ис-

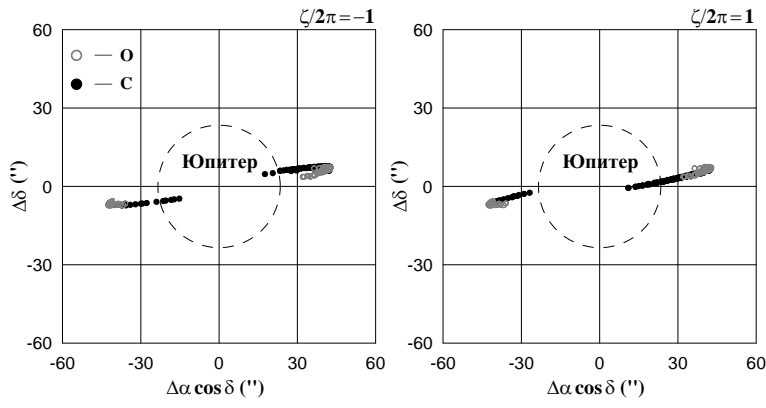


Рис. 6. Распределение наблюдаемых (O) и вычисленных (C) положений Метиды на небесной сфере для третьей группы наблюдений (B18 Terskol) (пунктирной линией показана граница видимого с Земли диска Юпитера)

пользовалась высокоточная численная модель спутниковой системы Юпитера, представленная в работе [1].

Как видно из рисунка, целевая функция дает довольно малые среднеквадратические ошибки в окрестности абсолютного минимума. В то же время нельзя утверждать, что именно в абсолютном минимуме находятся наилучшие оценки орбитальных параметров, поскольку среднеквадратические ошибки в соседних минимумах отличаются на величины, гораздо меньшие ошибок наблюдений.

Опасность наличия у целевой функции множества минимумов кроется, очевидно, в том, что при формальной минимизации можно получить такие оценки, которые при хороших среднеквадратических ошибках будут давать неудовлетворительный прогноз движения спутника на длительном интервале времени.

На рис. 6 приведено соответствие между последними наблюдениями (2000 г.) спутника Метиды и его моделируемыми положениями, полученными при улучшении орбиты по двум предыдущим группам (1988, 1999 гг.) для случаев двух соседних решений, соответствующих $\zeta/2\pi = \pm 1$. На рисунке показано, что модель, основанная на этих решениях, дает очень плохой прогноз на 2000 г., и если бы она

использовалась для планирования наблюдений спутника в одной из его элонгаций, вполне возможно, что в ожидаемое время он бы не оказался в ожидаемом месте. Вместе с тем решение, соответствующее $\zeta = 0$, обеспечивает хорошее согласие с наблюдениями.

Затруднения в численном решении обратной задачи

Поведение целевой функции S в пространстве параметров \mathbf{q} для близких спутников довольно сложное. Причем, если моменты спутниковых наблюдений распределены на большом интервале времени, функция S является овражной. Действительно, в случае двупараметрических круговых орбит нетрудно показать, что

$$\text{cond}\mathbf{Q} \sim \frac{1}{Na^2} \sum_{i=1}^N (l_i - l_0)^2 \quad \text{при} \quad |l_i - l_0| \gg 0. \quad (9)$$

Отсюда число обусловленности нормальной матрицы растет с увеличением интервала наблюдаемости. Напомним, что \mathbf{Q} является также матрицей квадратичной формы, аппроксимирующей целевую функцию S . Поэтому большое число обусловленности (9) означает, что линии уровней S на плоскости (a, l_0) в окрестности минимума будут представлять собой сильно вытянутые эллипсы, какие характерны для овражных целевых функций. Впрочем, следует заметить, что обусловленность (9) можно искусственно уменьшить путем подбора размерности большой полуоси a . Однако такой прием обоснован лишь в малой окрестности минимума, где квадратичная форма с \mathbf{Q} достаточно хорошо представляет S . В общем случае масштабирование существенно не улучшает степень овражности целевой функции.

Кстати, интересно заметить, что оценка (9) хорошо согласуется с известным в небесной механике фактом, согласно которому для уменьшения числа обусловленности нормальной матрицы за момент времени t_0 (или l_0) необходимо выбирать среднее арифметическое всех моментов наблюдений (см., например, [5]).

Как и метод Ньютона, метод Гаусса–Ньютона (3) имеет очень малую область сходимости. Впрочем, как известно, сходимость практически всегда может быть достигнута путем уменьшения величины поправки (3), т. е. по схеме

$$\mathbf{q}_{k+1} = \mathbf{q}_k - h \left[\mathbf{Q}^{-1} \frac{\partial S}{\partial \mathbf{q}} \right] (\mathbf{q}_k), \quad \text{где} \quad h < 1. \quad (10)$$

Однако в обратных задачах динамики близких спутников схема (10) неэффективна, поскольку требует очень малые значения h , какие неизбежно приводят к существенному понижению скорости сходимости итерационного процесса: число итераций в этом случае может достигать сотни тысяч [1].

Чтобы расширить область допустимых начальных приближений \mathbf{q}^0 для решения обратной задачи, следует прибегать к составным итерационным методам. Например, начинать поиск можно по схеме градиентного спуска [6]

$$\mathbf{q}^{k+1} = \mathbf{q}^k - \left[\frac{\mathbf{G} \cdot \mathbf{G}}{(\mathbf{Q}\mathbf{G}) \cdot \mathbf{G}} \mathbf{G} \right] (\mathbf{q}^k), \quad \mathbf{G} = \frac{\partial S}{\partial \mathbf{q}}. \quad (11)$$

Здесь точкой обозначено скалярное произведение K -мерных векторов. В процессе последовательного использования схемы (11) приближенное решение достаточно быстро (за несколько итераций) сваливается на дно оврага S , но в дальнейшем невероятно медленно сходится к минимуму S . На этом этапе можно было бы воспользоваться методом Гаусса–Ньютона. Однако, как показывает практика, если приближенное решение оказывается довольно далеко от минимума S , схема (3) будет давать такие поправки, которые способны выкинуть решение из области сходимости метода. Впрочем, плохие поправки можно улучшить, если использовать априорную информацию о свойствах орбитального движения.

В движении близких спутников Юпитера доминирующую роль играет гравитационное поле планеты. При моделировании его можно рассматривать как консервативное. Поэтому полная энергия $H(\mathbf{q})$, определяемая притяжением планеты, будет почти постоянной. Учитывая это свойство, наложим ограничение на \mathbf{q}^{k+1} в (3): приближение должно быть таким, чтобы $H(\mathbf{q}^{k+1}) = H(\mathbf{q}^k)$.

В общем случае налагаемое ограничение определяет множество решений, однако из них целесообразно использовать лишь ортогональную проекцию \mathbf{q}^{k+1} (3) на поверхность $H(\mathbf{q}) = H(\mathbf{q}^k)$. Получить спроецированное решение можно по приближенной формуле

$$\mathbf{q}^{k+1} := \mathbf{q}^{k+1} - \frac{H(\mathbf{q}^{k+1}) - H(\mathbf{q}^k)}{\mathbf{G}_H \cdot \mathbf{G}_H} \mathbf{G}_H, \quad (12)$$

где $\mathbf{G}_H = \partial H / \partial \mathbf{q}$ — градиент H , вычисляемый в \mathbf{q}^{k+1} .

В обратных задачах динамики близких спутников составной подход с последовательным использованием итерационных схем (3), (11)

и (12) позволяет не только расширить область допустимых \mathbf{q}^0 , но и повысить скорость сходимости итерационного процесса даже при довольно грубых начальных приближениях: как показывает практика, сходимость достигается уже за несколько десятков итераций [1].

Заключение

Таким образом, используя результаты моделирования, мы попытались высветить некоторые особенности в решении обратных задач спутниковой динамики, возникающие главным образом вследствие недостаточности наблюдательной информации и вызывающие ряд трудностей в определении спутниковых орбит.

Несмотря на прикладную значимость и в то же время известность рассмотренных нами проблем, к настоящему времени к ним еще не проявлен должный интерес. Остается лишь надеяться, что в грядущей череде открытий новых естественных спутников с бедной хронологией наблюдений эти проблемы все чаще будут заявлять о себе, что в конце концов позволит им завоевать заслуженное внимание.

Список литературы

1. *Авдюшев В. А., Баньщикова М. А.* Определение орбит близких спутников Юпитера // Астрон. вестн. 2008. (В печати)
2. *Эльясберг П. Е.* Определение движения по результатам измерений. М.: Наука, 1976.
3. *Bordovitsyna T. V., Avdyushev V. A., Chernitsov A. M.* New Trends in Numerical Simulation of the Motion of Solar System Small Bodies // Celest. Mech. 2001. Vol. 80. I. 3/4. P. 227–247.
4. *Авдюшев В. А., Баньщикова М. А.* Области возможных движений новых спутников Юпитера // Астрон. вестн. 2007. Т. 41, вып. 5. С. 413–419.
5. *Черницов А. М.* Анализ некоторых упрощенных схем определения оценок параметров движения небесных тел // Астрономия и геодезия. Томск: Изд-во ТГУ, 1975. Вып. 5. С. 6–19.
6. *Аттетков А. В., Галкин С. В., Зарубин В. С.* Методы оптимизации. М.: Изд-во МГТУ, 2001.

**АСТЕРОИД 99942 АРОPHIS:
ОРБИТАЛЬНАЯ ЭВОЛЮЦИЯ,
ВЕРОЯТНОСТЬ СТОЛКНОВЕНИЯ С ЗЕМЛЕЙ
И ВОЗМОЖНОСТЬ ЕГО ПРЕДОТВРАЩЕНИЯ**

Дается краткое описание современного состояния исследований динамики опасного для Земли астероида 99942 Apophis. Представляются результаты построения и анализа области возможных движений астероида, полученные авторами данной работы. Приводятся оценки вероятности столкновения его с Землей, обсуждаются последствия возможного столкновения и возможные пути его предотвращения.

A brief summary of current state of investigations of dynamics of the dangerous to the Earth asteroid 99942 Apophis is given. The results of construction and analysis of the probability domain of the asteroid received by authors of this paper are shown. The estimations of probability of impact with the Earth are presented. The consequences of possible impact and possible ways of its overcoming are discussed.

Введение

Астероид 99942 Apophis был открыт 19 июня 2004 г. в обсерватории Kitt Peak (США) и получил предварительное обозначение 2004 MN4. Позже этот объект был найден на фотографиях, сделанных в марте 2004 г. Астероид сразу привлек внимание опасностью очень тесного сближения с Землей в апреле 2029 г. По мере уточнения параметров орбиты астероида исследователями оценивалась вероятность его столкновения с Землей. После появления новых наблюдений 18 декабря 2004 г. вероятность столкновения с Землей в

2029 г. оценивалась как 2.7 % [1]. После уточнения орбиты 27 декабря оценка вероятности столкновения уменьшилась и составила 0.004 %, а после 30 января 2005 г. был сделан вывод, что столкновения астероида с Землей в 2029 г. удастся избежать [2]. В 2005 г. астероид 2004 MN4 получил номер 99942 и имя Apophis (Апофис). В египетской мифологии Апофис — дух зла и разрушения, демон, стремящийся погрузить мир в вечную тьму.

По оценкам, представленным на сайте NASA (<http://neo.jpl.nasa.gov/risk/a99942.html>), диаметр астероида составляет 250 м, а масса — $2.1 \cdot 10^{10}$ кг. Столкновение с объектом такого размера имело бы катастрофические последствия. Поэтому с момента открытия астероид наблюдается многими обсерваториями мира. К настоящему времени накоплен достаточно большой наблюдательный материал, обработка которого позволяет многим исследователям уверенно утверждать, что столкновения в 2029 г. удастся избежать — астероид пройдет на расстоянии 0.000265 ± 0.000025 а. е. от геоцентра ($29525 \div 37005$ км от поверхности Земли). Apophis пройдет ближе к Земле, чем геостационарные спутники, в плоскости, наклоненной к экватору на 40° , и будет наблюдаться как яркий, быстро движущийся по небу точечный объект.

Однако не все так благополучно. Несмотря на то, что столкновения астероида с Землей в 2029 г. удастся избежать, по прогнозам многих ученых, существует угроза такого столкновения в 2036 и последующие годы. Вероятность этого события согласно современным оценкам составляет менее 0.01 %, но она не равна нулю! Поэтому 99942 Apophis привлекает пристальное внимание ученых и научной общественности [3]—[8], [10, 11, 1, 12, 13]. На международной конференции «Околоземная астрономия — 2007», проходившей в п. Терскол (р. Кабардино-Балкария) 3—7 сентября 2007 г., этому объекту было посвящено целое заседание ([14, 2, 9, 15] и др.).

В настоящей работе приводятся полученные нами результаты исследования эволюции области возможных движений астероида 99942 Apophis до 2050 г., обсуждаются последствия возможного столкновения с Землей и возможные пути его предотвращения.

Построение начальной области возможных движений астероида

Астероид 99942 Apophis наблюдался с 15 марта 2004 г. по 16 августа 2006 г. на 75 различных обсерваториях мира. В настоящее время

оптические наблюдения этого объекта невозможны вследствие его близости к Солнцу. Благоприятный для наблюдений период начнется в 2012 г.

Для построения начальной вероятной области движения астероида нами были проанализированы 1013 оптических наблюдений. Область возможных движений объекта строилась как ансамбль траекторий некоторого множества тестовых частиц, выбираемых в рамках вероятной начальной области. В данном случае начальная область определялась с помощью эллипсоида ошибок, получаемого из наблюдений астероида методом наименьших квадратов (МНК). Множество тестовых частиц формировалось с помощью датчика случайных чисел относительно выбранного центра на основе нормального закона распределения и полной ковариационной матрицы ошибок.

В качестве центра области выбиралась та эпоха, которая соответствует наилучшей обусловленности задачи для имеющейся совокупности наблюдений. Как известно, обусловленность задачи улучшения орбит методом наименьших квадратов зависит от выбора начальной эпохи [16, 17], поэтому предварительно нами было проведено исследование обусловленности матрицы A нормальных уравнений для различных начальных эпох. Для построения ансамбля частиц выбрана эпоха с наилучшей обусловленностью. Для того чтобы не ухудшить обусловленность задачи вычислительной процедурой, использовались численные алгоритмы, построенные на ортогональных преобразованиях Хаусхолдера, устойчивых к ошибкам входной информации [18].

Затем было проведено улучшение начальных параметров орбиты методом наименьших квадратов. Начальные параметры орбиты были взяты из каталога Боуэлла (<ftp://ftp.lowell.edu/pub/elgb/astorb.dat>). Для улучшения было использовано 933 наблюдения. Среднеквадратичная ошибка представления наблюдений улучшенной орбиты составила $\sigma = 0.404''$, число обусловленности Тодда $\mu(A) = 1.4 \cdot 10^5$, среднеквадратические ошибки МНК-оценок векторов положения X_0 и скорости \dot{X}_0 номинальной орбиты составили: $\sigma(X_0) = 6.8 \cdot 10^{-8}$ а. е., $\sigma(\dot{X}_0) = 3.5 \cdot 10^{-9}$ а. е./сут. В качестве номинальной взята орбита, полученная нами в результате улучшения начальных параметров движения астероида. Далее на основе полученной ковариационной матрицы и нормального закона распределения в рамках эллипсоида ошибок был построен ансамбль из 10000 тестовых частиц.

Исследование эволюции начальной области возможных движений астероида

Эволюция траекторий ансамбля строилась путем численного интегрирования дифференциальных уравнений движения [19] 10000 тестовых частиц методом Эверхарта. В модель сил включены возмущения от всех больших планет, Луны, наиболее крупных астероидов: Цереры, Паллады, Весты, сжатия Земли и светового давления. Расчеты выполнялись с помощью программной системы «Ассоль», специально разработанной нами для исследования и моделирования движения астероидов [20].

Результаты исследования области возможных движений астероида на интервале 2004—2050 гг. представлены на рис. 1 и в табл. 1, 2. На рис. 1,а показаны сближения с Землей (кружочками) и Марсом (звездочками) номинального объекта (черным цветом) и тестовых частиц (серым цветом). На рис. 1b, c, d представлена эволюция оскулирующих кеплеровских элементов орбиты астероида (большой полуоси a , эксцентриситета e и наклона i), серым фоном показана эволюция ансамбля частиц, номинальная орбита выделена черным. Рисунок показывает, что после сближений с Землей в 2029 и 2036 гг. параметры орбиты скачкообразно и очень значительно изменяются. Максимальные изменения элементов на рассматриваемом интервале времени для номинальной орбиты и орбит частиц ансамбля даны в табл. 1. Здесь El — элемент орбиты; El_{min} , El_{max} — соответственно минимальное и максимальное значения элемента El на интервале 2004—2050 гг.; Δ_{max} — максимальные отклонения элементов орбит частиц ансамбля от номинальной орбиты.

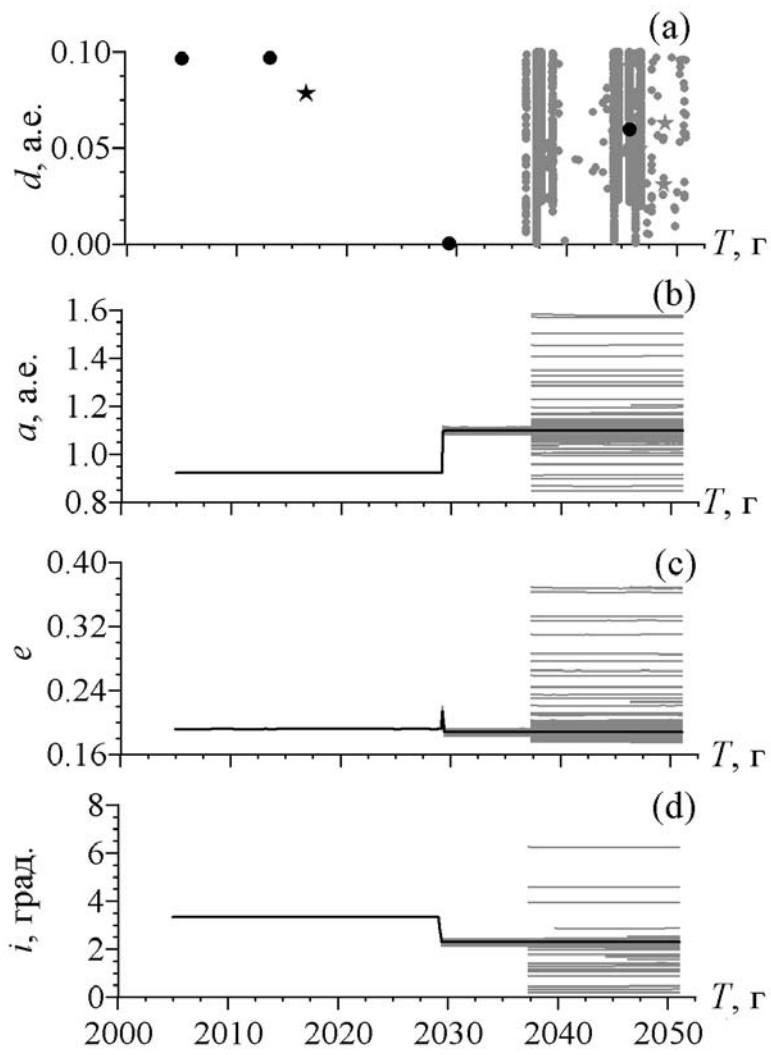


Рис. 1. Сближения с Землей и Марсом (а), эволюция большой полуоси (b), эксцентриситета (c) и наклона плоскости орбиты к эклиптике (d) на интервале времени 2004—2050 гг.

Таблица 1. Максимальные изменения орбитальных параметров астероида (99942) Аporhis на интервале времени 2004—2050 гг.

Элемент El	Номинальная орбита		Ансамбль частиц		Δ_{max}
	El_{min}	El_{max}	El_{min}	El_{max}	
a , а. е.	0.921	1.105	0.847	1.583	0.486
e	0.187	0.222	0.175	0.369	0.182
i , град.	2.286	3.854	0.180	6.259	3.972

Рассмотрим более подробно орбитальную эволюцию частиц ансамбля в окрестности тесных сближений 2029 и 2036 гг. После сближений, как показано на рис. 1, значительно увеличиваются отклонения параметров орбит ансамбля от номинальной орбиты. На рис. 2 показана проекция орбит астероида 99942 Аporhis (жирной линией), Венеры и Земли на плоскость эклиптики в гелиоцентрической системе координат на интервале времени от 13 мая 2028 г. до 6 марта 2031 г. На рис. 2 хорошо видно, насколько сильно изменяется орбита астероида под влиянием тесного сближения 13 апреля 2029 г. В табл. 2 приводятся величины максимальных отклонений траекторий частиц ансамбля от номинальной орбиты в окрестности тесных сближений 2029 и 2036 гг. и на конце рассмотренного интервала 2050 г. В табл. 2 через Δr обозначена величина разности решений в векторах положения астероида и тестовых частиц на один и тот же момент времени, $\sigma(\Delta r)$ — среднеквадратичное отклонение решений для 10 000 частиц от номинального решения, $max(\Delta r)$ — максимальное отклонение от номинальной орбиты из 10 000 частиц.

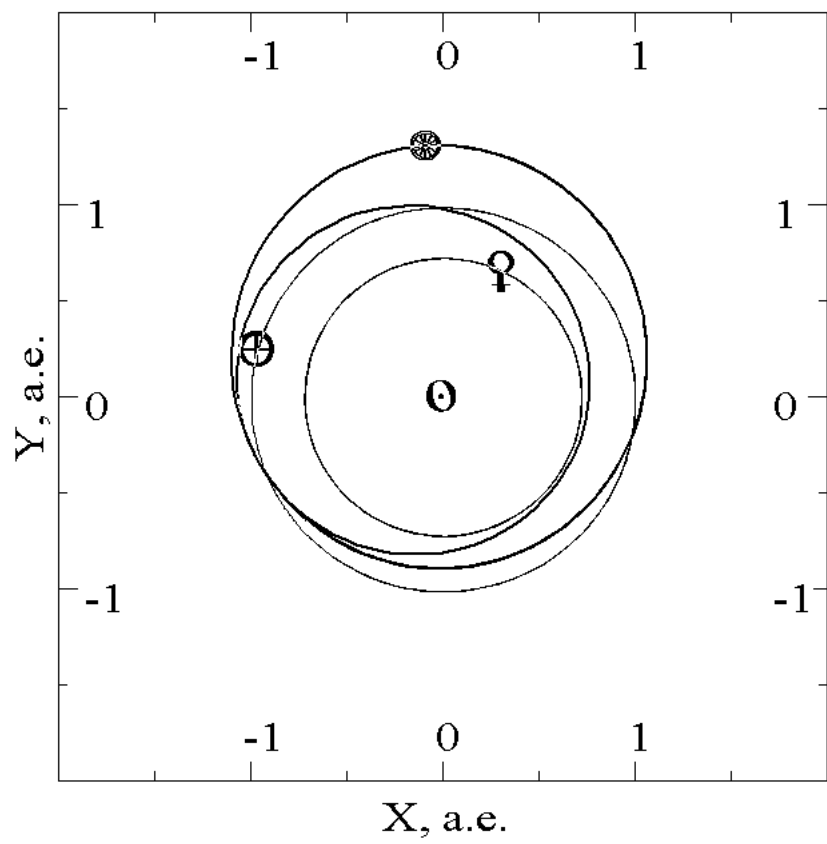


Рис. 2. Проекция орбит астероида 99942 Apophis, Венеры и Земли на плоскость эклиптики в гелиоцентрической системе координат

Таблица 2. Отклонения орбит частиц ансамбля от номинальной орбиты

Интервал времени, гг.	$\sigma(\Delta r)$, а. е.	$\max(\Delta r)$, а. е.
2004—2029	$9.0 \cdot 10^{-8}$	$3.6 \cdot 10^{-5}$
2029—2037	$2.5 \cdot 10^{-3}$	$9.6 \cdot 10^{-1}$
2037—2050	$7.4 \cdot 10^{-3}$	3.1

Приведенные результаты расчетов области возможных движений астероида показывают, что до сближения 2029 г. траектории тестовых частиц из начальной вероятной области незначительно отклонялись от номинальной орбиты, после сближений в 2029 и 2036 гг. размеры отклонений достигают величин порядка одной и более а. е. (табл. 2). То есть область возможных движений становится столь велика, что прогнозирование движения этого опасного для Земли астероида после сближения 2029 г. теряет практическую значимость.

Мы попытались проанализировать полученную область возможных движений астероида, выделяя в ней подмножества, в которых возможно появление хаотичных траекторий. Таковыми могут быть, например, окрестности некоторых резонансов, в частности области перекрытия резонансов [21]. До сближения 2029 г. как номинальная орбита, так и все траектории тестовых частиц из области возможных движений астероида являются нерезонансными. Однако после сближения, как показывают наши исследования, некоторые из этих тестовых частиц попадают в окрестность орбитальных резонансов с Землей или Марсом. Из ансамбля 10000 частиц, принадлежащих начальной вероятной области, были выделены подмножества объектов, попадающих после сближения 2029 г. в окрестность резонансов низкого порядка. Так, например, подмножество частиц ансамбля, попадающих в окрестности резонансов $7/8$, $6/7$, $5/6$, $1/1$, $1/2$ с Землей и $5/3$, $8/5$ с Марсом и находящихся там не менее трех лет, содержит 692 объекта. Наиболее интересным является резонанс $7/8$ с Землей. Почти все частицы ансамбля проходят через этот резонанс в течение суток после сближения 2029 г., 490 частиц движутся в окрестности резонанса до сближения 2036 г.

Резонансные движения этих частиц в большинстве своем неустойчивы, имеют большие амплитуды колебаний, некоторые из них находятся в окрестности точной соизмеримости средних движений непродолжительное время. Эволюции траекторий различных частиц этого подмножества значительно отличаются как друг от друга, так и от эволюций частиц из области возможных движений астероида, не принадлежащих резонансному подмножеству. Все это свидетельствует о появлении хаотичности в движении астероида после сближения в 2029 г. [21].

Исследования области возможных движений астероида 99942 Apophis также были проведены авторами работ [3], [5]–[9]. В работах [6, 8, 9] в качестве начальной области взяты данные из работы [10]. Момент сближения 2029 г. и расстояние до Земли, полученные в указанных работах, отличаются незначительно.

Оценка вероятности столкновения астероида 99942 Apophis с Землей и его возможные последствия

Как уже упоминалось выше, 13 апреля 2029 г. Apophis пройдет на безопасном для Земли расстоянии, однако существует некоторая опасность для спутников геостационарного пояса. В работе [8] оценена вероятность столкновения астероида со спутником, промоделировано возможное столкновение с объектами космического мусора, находящимися на геосинхронных орбитах.

Обстоятельства сближения астероида 99942 Apophis с Землей в 2036 г. и последующие годы существенным образом зависят от сближения 2029 г. По оценкам, представленным на сайте NASA (<http://neo.jpl.nasa.gov/risk/a99942.html>), вероятность столкновения астероида с Землей 13 апреля 2036 г. составляет $2.2 \cdot 10^{-3} \%$, а 13 апреля 2037 г. — $8.1 \cdot 10^{-5} \%$. Таким образом, вероятность небольшая, но тем не менее она существует. Поэтому возникает вопрос: что ожидает нас в случае столкновения Земли с этим объектом?

В работе [22], представленной в докладе на семинаре «NASA's NEO Study Workshop» в июне 2006 г., показана трасса возможного падения астероида на Землю в 2036 г. Следует отметить, что почти треть трассы лежит в пределах России, поэтому исследование движения этого объекта приобретает для нас особую актуальность.

По размерам и степени опасности астероиды, сближающиеся с Землей, можно разделить на три класса:

- крупные объекты, диаметр которых превышает 1 км; встреча Земли с таким объектом может вызвать глобальную катастрофу;
- астероиды средних размеров; к этому классу относятся астероиды с диаметром от 100 м до 1 км; эти объекты способны вызвать катастрофы регионального масштаба;
- мелкие астероиды размером 10—100 м, столкновение с которыми приводит к локальным разрушениям.

Диаметр астероида 99942 Apophis составляет 250 м, т. е. он относится к астероидам средних размеров, и, следовательно, в случае столкновения нас ожидает катастрофа регионального масштаба. Более подробно последствия столкновения рассмотрены в работе [6], где для оценки ряда последствий столкновения была использована программа, доступная по адресу: <http://www.lpl.arizona.edu/impaceteffects/> [23]. Начальными данными для программы служат масса, скорость и угол входа в атмосферу. Приведем результаты моделирования столкновения, полученные в работе [6]. Астероид сталкивается с Землей 13 апреля 2036 г., в результате чего образуется сложный кратер диаметром 5.97 и глубиной 0.507 км. При этом сам астероид разрушается на высоте 49.5 км. Сила землетрясения в эпицентре достигает 6.78 балла по шкале Рихтера. Последствия падения ощущаются даже на расстоянии 120 км от места падения в виде землетрясения силой 4.9 балла.

Из приведенных результатов видно, насколько серьезны могут быть последствия столкновения с этим астероидом, поэтому в настоящее время усилия многих ученых направлены на разработку способов его предотвращения.

Меры, предпринимаемые для предотвращения столкновения

Как было показано выше, размеры, области возможных движений астероида значительно увеличиваются после сближения 2029 г., что затрудняет предсказание сближения 2036 г. Для более достоверной оценки области необходимо уточнить начальные параметры орбиты. Проблема в том, что до 2012 г. астероид находится в неблагоприятном для наземных наблюдений положении. В связи с этим в ряде работ [24, 8, 9] рассматривается возможность запуска космического аппарата на астероидоцентрическую орбиту для получения

новых наблюдений астероида. Это позволит уточнить орбиту астероида и сделать вывод о целесообразности воздействия на Apophis с целью предотвращения столкновения в 2036 и последующие годы.

В работах [6, 8, 9, 24] проведена оценка корректирующего импульса, позволяющего отклонить орбиту астероида. Показана необходимость значительного увеличения корректирующего импульса (на несколько порядков) после сближения астероида Apophis с Землей в апреле 2029 г. В работе [6] для найденных значений корректирующего импульса были оценены параметры ударно-кинетического и термоядерного воздействия. Показано, что в принципе существует возможность использовать эти воздействия для отклонения астероида от Земли.

На сайте Европейского космического агентства представлен проект космической программы под названием «Дон Кихот» (<http://www.esa.int/esaCP/index.html>). Для реализации этой миссии предполагается использовать два космических аппарата (КА). Один из них, названный «Санчо», должен быть выведен на астероидоцентрическую орбиту. Задача этого аппарата — измерить точное положение, массу, форму и гравитационное поле астероида за несколько месяцев до и после того, как другой КА — «Идальго» — столкнется с астероидом. Таким образом, целью миссии «Дон Кихот» является не только изменение орбиты астероида, но и возможность точного определения параметров орбиты после столкновения, что позволит предсказать дальнейшее поведение астероида.

Описанные выше проекты в настоящий момент времени являются пока только теоретическими разработками. Наиболее целесообразным, как нам представляется, является практическая реализация программы запуска космического аппарата на астероидоцентрическую орбиту для получения новых наблюдений, уточнения параметров орбиты астероида и соответственно более достоверного прогнозирования его движения. Будем надеяться, что новые наблюдения астероида позволят сделать исследователям верные выводы о необходимости реализации программы воздействия на астероид.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (код проекта РНП.2.2.3.1.1537).

Авторы выражают благодарность В. Г. Полю, В. В. Ивашкину, К. А. Стихно, А. А. Токовенко за консультации и предоставленные материалы.

Список литературы

1. *Giorgini J. D., Benner L. A. M., Ostro S. J. et al.* Predicting the Earth encounters of (99942) Apophis // *Icarus*. 2008. Vol. 193, Iss. 1. P. 1.
2. *Соколов Л. Л., Питъев Н. П., Башаков А. А.* О возможных сближениях АСЗ 99943 Арофис с Землей // *Околоземная астрономия-2007: Тез. междунаrod. конф., Терскол, 3—7 сент. 2007 г. Терскол, 2007 г.* С. 10.
3. *Башаков А. А., Питъев Н. П., Соколов Л. Л.* О траектории астероида 99942 Арофис (2004 MN4), сближающегося с Землей // *Актуальные проблемы российской космонавтики: Материалы XXXI академ. чтений по космонавтике. М., 2007.* С. 92.
4. *Быкова Л. Е., Галушина Т. Ю.* Исследования области возможных движений астероида 99942 Арофис // *Сопряженные задачи механики реагирующих сред, информатики и экологии: Материалы междунаrod. конф. Томск, 2007.* С. 29.
5. *Заботин А. С., Кочетова О. М., Шор В. А.* Сближение малой планеты (99942) Арофис = 2004 MN 4 с Землей в 2029 г. // *Астероидно-кометная опасность-2005: Материалы всероссийской конф., Санкт-Петербург, 3—7 окт. 2005 г. СПб., 2005.* С. 134.
6. *Ивашкин В. В., Стижно К. А.* Анализ проблемы коррекции траектории астероида 99942 Арофис (2004 MN4), сближающегося с Землей // *Актуальные проблемы российской космонавтики: Материалы XXXI академ. чтений по космонавтике. М., 2007.* С. 91.
7. *Соколов Л. Л.* Траектории гравитационного рассеяния и их астрономические приложения: Автореф. дис. ... д-ра физ.-мат.наук. СПб., 2007. 12 с.
8. *Токовенко А. А.* Модель сближения астероида Арофис с Землей // *Физика космоса: Тр. 36-й Междунаrod. студ. науч. конф. Екатеринбург, 29 янв.— 2 февр. 2007 г. Екатеринбург, 2007.* С. 240.
9. *Токовенко А. А., Кара И. В.* Тесное сближение астероида Арофис с Землей Тез. Междунаrod. конф // *Околоземная астрономия-2007: Тез. междунаrod. конф., Терскол, 3—7 сент. 2007 г. Терскол, 2007 г.* С. 10.

10. Ягудина Э. И., Шор В. А. Орбита АСЗ (99942) Apophis = 2004 MN4 из анализа оптических и радарных наблюдений // Астероидно-кометная опасность-2005: Материалы всероссийской конф., Санкт-Петербург, 3—7 окт. 2005 г. СПб., 2005. С. 355.
11. Chesley S. R. Potential Impact Detection for Near-Earth Asteroids: The Case of 99942 Apophis (2004 MN4) // Asteroids, Comets, Meteors: Proc. IAU Symp. №. 229. 2005. P. 1.
12. Rubincam D. P. Orbital YORP and asteroid orbit evolution, with application to Apophis // Icarus. 2007. Vol. 192, Iss.2. P. 460.
13. Wlodarczyk I. Selected OrbFit impact solutions for asteroids (99942) Apophis and (144898) 2004 VD17 // Contributions of the Astronomical Observatory Skalnaté Pleso. 2007. Vol. 37, №. 2. P. 69.
14. Рыжлова Л. В., Шустов Б. М., Польш В. Г. и др. Проблемы астероидной опасности // Околоземная астрономия-2007: Тез. международ. конф., Терскол, 3—7 сент. 2007 г. Терскол, 2007 г. С. 7.
15. Сазонов В. С. Взрывное воздействие на астероид 99942 Апофис с целью предотвращения катастрофических событий // Околоземная астрономия-2007: Тез. международ. конф., Терскол, 3—7 сент. 2007 г. Терскол, 2007 г. С. 14.
16. Быкова Л. Е., Парфенов Е. В. Об определении орбит околоземных астероидов, наблюдавшихся в одном появлении // Околоземная астрономия и проблемы изучения малых тел Солнечной системы: Сб. науч. тр. конф. Обнинск, 25—29 окт. 1999 г. М., 2000. С. 56.
17. Медведев Ю. Д. Определение орбит комет, имеющих тесные сближения с планетами: Автореф. дис. ... кнд. физ.-мат. наук. Л., 1996. 12 с.
18. Лоусон Ч., Хенсон Р. Численное решение задач метода наименьших квадратов. М., 1986.
19. Бордовицына Т. В., Галушина Т. Ю., Авдюшев В. А. Стабилизирующие и регуляризирующие преобразования в задаче численного моделирования движения особых астероидов // Физика. Приложение. Небесная механика и прикладная астрономия: Изв. вузов. 2003. Т. 46, №12. С. 23.

20. Быкова Л. Е., Галушина Т. Ю. Прикладная программная система для моделирования движения астероидов и ее применение // Вторые Окуневские чтения: Теоретическая и прикладная механика: Тр. Международ. науч.-практ. конф. СПб., 2001. Т. 2. С. 204.
21. Шустер Г. Детерминированный хаос. Введение. М., 1988.
22. Schweickart R., Chapman C., Dorda D. et al. Threat Characterization: Trajectory Dynamics <http://www.B612foundation.org>
23. Collins G. S., Melosh H. J., Marcus R. A. Earth impact effects program, web-based computer program for calculating the regional environmental consequences of a meteoroid impact on Earth // Meteoritics & planetary science 2005. Vol. 40. № 6. P. 817.
24. Польш В. Г., Симонов А. В., Суханов К. Г. О миссии разведки астероида Апофис // Окозземная астрономия-2007: Тез. междунард. конф., Терскол, 3—7 сент. 2007 г. Терскол, 2007 г. С. 49.

ДИФФУЗНЫЕ ОБЛАКА

В лекции рассматриваются физические и химические свойства диффузных облаков в Галактике, а также процессы их превращения в плотные молекулярные облака. Особое внимание уделяется образованию и разрушению молекул водорода.

The lecture contains a review of physical and chemical properties of Galactic diffuse clouds as well as processes leading to their transformation into dense molecular clouds. A specific attention is paid to formation and destruction of hydrogen molecules.

До того как что-нибудь было, ничего не было.
И. Шток

До дозвездных ядер

Два года назад в лекции, прочитанной на Зимней астрономической школе [1], я попытался ответить на вопрос, откуда берутся звезды. Однако самые ранние стадии звездной эволюции, начиная с коллапса плотного дозвездного ядра, одновременно представляют собой завершающий этап эволюции менее плотного молекулярного облака. Поэтому на самом деле разговор о происхождении звезд нужно начинать с другого вопроса — откуда берутся молекулярные облака? Они, очевидно, образуются из еще более разреженной среды, имеющей в значительной степени не молекулярный, а атомарный состав, — из диффузных облаков. Именно об этих облаках и пойдет речь. Кроме того, мы поговорим об особенностях химического состава диффузных облаков и о том, как именно происходит химическое превращение атомарного газа в молекулярный.

Большой объем информации о диффузных облаках можно найти в статье Сноу и Мак-Колла [2]. Эти авторы предложили следующую классификацию. Диффузное облако — это облако с плотностью $n \sim 10\text{--}100\text{ см}^{-3}$, которое практически насквозь просвечивается

излучением галактических звезд, причем это излучение достаточно сильно, чтобы диссоциировать значительную часть молекул водорода (постоянно образующихся на поверхностях пылинок), не дать образоваться молекулам СО и почти полностью ионизовать атомарный углерод. В диффузном атомарном облаке доля молекулярного водорода не превышает 10 %, и весь углерод фотоионизован. В чуть более плотных ($n \sim 100\text{--}500 \text{ см}^{-3}$) диффузных молекулярных облаках доля молекул водорода больше 10 %, но углерод все еще более чем на половину пребывает в ионизованном состоянии. Таким образом, диффузные облака — это область пространства, в которой происходит переход $\text{H} \rightarrow \text{H}_2$.

В ответе на вопрос, почему происходит этот переход, точнее, почему начинается уплотнение атомарного газа, благодаря которому этот переход становится возможным, пока нет единого мнения. Рассматриваются такие разнообразные механизмы, как сжатие спиральной волной плотности [3], неустойчивости различного рода [4], действие крупномасштабной межзвездной турбулентности [5]. Прекрасный обзор современного состояния проблемы образования молекулярных облаков написан Ю. А. Щекиновым [6], поэтому в этой лекции я уделю основное внимание их ранней химической эволюции в том числе, реакциям, которые для диффузных облаков являются «статусными», — образованию и разрушению молекулярного водорода.

Эти вопросы важны с нескольких точек зрения. Во-первых, при рассмотрении задач, связанных с образованием и разрушением молекулярного водорода, приходится уделять внимание многим факторам, которыми в случае других молекул можно с легкостью пренебречь. Например, образование молекул водорода приводит к значительному изменению числа частиц в системе. Энергия, выделяющаяся при образовании и диссоциации молекул H_2 , может вносить заметный вклад в тепловой баланс среды. Установление временной шкалы образования H_2 играет важную роль в уточнении механизмов образования молекулярных облаков. Наконец, химические процессы в диффузных облаках определяют начальные условия для формирования молекулярного состава дозвездных ядер — будущих звезд.

Предположение о том, что основным газофазным компонентом межзвездных облаков должен быть молекулярный водород, высказано уже очень давно [7]. Однако и по сей день это предположение подтверждено прямыми наблюдениями лишь в частных случаях! Молекула H_2 в силу симметрии лишена постоянного дипольного момента, и потому у нее нет разрешенных переходов, которые возбуждались бы в условиях молекулярных облаков. Наблюдению в эмиссии поддаются лишь колебательные переходы, попадающие в инфракрасный (ИК) диапазон и возбуждаемые в областях с высокой энергетикой, например ударных волнах и центральных областях протопланетных дисков. В поглощении можно наблюдать полосы, соответствующие электронным переходам в молекуле H_2 , но для этого необходимо соблюдение двух условий: во-первых, необходима возможность наблюдений в ультрафиолетовом (УФ) диапазоне; во-вторых, необходим фоновый источник УФ-излучения. Выполнить оба этих условия довольно проблематично, поскольку ультрафиолетовые кванты очень эффективно поглощаются — пылью и атомами водорода в межзвездной среде (МЗС) и молекулами озона в атмосфере. И если от атмосферного поглощения можно избавиться, выведя телескоп на орбиту, с поглощением в МЗС, по-видимому, в обозримом будущем остается только смириться.

Это означает, что для исследований при помощи ультрафиолетовых линий поглощения молекулярного водорода доступны только направления с небольшим поглощением ($A_v < 3^m$), т. е., лучи зрения, проходящие через диффузные облака или через диффузные оболочки плотных молекулярных облаков. Пока что только в этих объектах непосредственно *доказано* наличие молекулярного водорода, разумеется при помощи космических УФ-телескопов. Учитывая важность молекулы H_2 для астрофизики, ее обнаружение всегда занимало в научной программе этих инструментов ведущее место.

На сегодняшний день наибольший объем информации о содержании молекулярного водорода в МЗС накоплен при помощи космического телескопа FUSE. Максимальное относительное содержание H_2 , измеренное с его помощью, составляет 0.8 [8] (правда, нужно учитывать, что эти измерения дают среднее содержание H_2 по лучу зрения). Это существенно ниже доли молекулярного водорода в

дозвездных ядрах, где содержание свободных атомов Н составляет не более 10^{-4} — 10^{-5} [9] (в предположении, что остальной водород в основном входит в состав молекул H_2).

Чтобы исследовать распределение вещества там, где нет фоновых УФ-источников, приходится прибегать к косвенным свидетельствам. В качестве индикатора наличия молекулярного водорода традиционно используется оксид углерода — СО. Критическая плотность для этой молекулы, т. е. плотность, при которой возбуждение начинает определяться столкновениями, довольно низка, порядка 10^3 см^{-3} , причем возбужденные вращательные уровни заселяются в основном столкновениями с молекулами H_2 . Поэтому долгое время она считалась надежным «трейсером» наличия молекулярного водорода.

Для определения лучевой концентрации $N(\text{H}_2)$ по яркости линий СО используется так называемый X -параметр, равный отношению $N(\text{H}_2)$ к интенсивности линии $\text{CO}(1-0)$ I_{CO} . Для определения X -параметра использовались косвенные методы, основанные на различных допущениях, которые приводили к среднему значению около $2 \times 10^{20} \text{ см}^{-2}/(\text{К км с}^{-1})$, что соответствует среднему содержанию молекул СО относительно молекул H_2 порядка 10^{-4} ; иными словами, в молекулах СО связан почти весь углерод. Однако недавно, опять же с помощью заатмосферных наблюдений в УФ-диапазоне, появилась возможность непосредственного и независимого определения лучевых концентраций H_2 и яркости линии $\text{CO}(1-0)$ в некоторых направлениях [10]. Оказалось, что на практике зависимость I_{CO} от $N(\text{H}_2)$ не линейная, а скорее квадратичная. При этом среднее относительное содержание СО в диффузных облаках составляет всего лишь 3×10^{-6} , т. е., значительная часть атомов углерода пребывает в свободном состоянии (нейтральном или ионизованном). Может оказаться, что более надежным косвенным индикатором как собственно наличия диффузного газа, так и физических условий в нем является не СО, а С или даже C^+ [11].

Другим индикатором наличия межзвездного вещества (причем исторически самым первым), в том числе и в диффузных облаках, считается пыль, видимая как в поглощении, так и в излучении. Однако ее надежность в качестве такого индикатора, к сожалению, также, возможно, несколько преувеличена. Например, Падоан и др. [12] проанализировали свойства распределений пыли и молекул СО в молекулярном комплексе в Тельце и обнаружили, что эти распределения заметно отличаются друг от друга. Авторы работы [12] пришли к выводу, что «ошибочным» является именно распределение пыли.

Другой пример — высокоскоростные облака в Комплексе С, которые были обнаружены в излучении пыли, но не проявили себя ни в излучении СО, ни в поглощении H_2 [13].

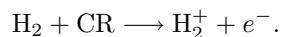
Невысокое обилие СО в диффузных облаках говорит о том, что в этих объектах диссоциирующее ультрафиолетовое излучение звезд Галактики ослабевает недостаточно. Тем неожиданней оказалось наличие в диффузных облаках многих других молекул. Кстати, первые межзвездные молекулы — CH , CH^+ и CN — были обнаружены именно в диффузном газе. Среди наиболее интересных находок стоит упомянуть ион H_3^+ . Он считается основной движущей силой межзвездной химии, а его обнаружение, в свою очередь, считается подтверждением того, что наши представления о межзвездной химии верны. Этот ион образуется при ионизации молекулы H_2 космическими лучами, и потому его обилие в диффузных облаках можно использовать для определения одного из основных параметров межзвездной среды — скорости ионизации космическими лучами ζ . По данным [14, 15], значение ζ в диффузных облаках на один-два порядка превышает «стандартное» значение, принятое для более плотных сгустков, и составляет примерно 10^{-15} — 10^{-16} с^{-1} . По каким причинам поток космических лучей в диффузных облаках усилен, пока неясно. Возможно, что ионизацию H_3^+ в них обеспечивает низкоэнергетичная часть спектра космических лучей, которая в более плотный газ не проникает.

Благодаря возможности наблюдения линий поглощения в спектрах фоновых звезд, в диффузных облаках удастся обнаружить молекулы, недоступные для наблюдений в плотных ядрах молекулярных облаков, например, молекулярный азот, а также углеродные цепочки C_2 и C_3 . Наличие некоторых полос поглощения говорит о том, что в диффузных облаках присутствуют и более сложные многоатомные молекулы, например полиароматические углеводороды.

Образование молекулярного водорода

Наличие большого количества молекул говорит о том, что в диффузных облаках, несмотря на низкую плотность и диссоциирующее излучение, протекает довольно бурная «химическая» жизнь. Как уже говорилось, отправной точкой для всего комплекса химических реакций в молекулярных облаках является реакция ионизации мо-

лекулы водорода космическими лучами:



Ион H_2^+ быстро взаимодействует со следующей молекулой водорода:



а ион H_3^+ инициирует основные цепочки химических реакций, реагируя с атомами С, N и О. Но откуда берется молекула, стоящая в начале этой цепочки? Эффективных газофазных путей для ее формирования не существует. Сейчас считается, что единственный путь к ее образованию — синтез на поверхностях пылевых частиц: атомы водорода, аккрецирующие на пылинку, диффундируют по ее поверхности, сталкиваясь, объединяются в молекулу H_2 , а выделяющаяся при этом энергия приводит к отрыву синтезированной молекулы от пылинки и уходу в газовую фазу.

К слову сказать, энергия выделяется во многих химических реакциях, но, по-видимому, в молекулярных облаках только энергия, выделяющаяся при образовании молекулярного водорода, способна заметно изменить тепловой баланс. К сожалению, доля энергии связи молекулы, преобразующейся в ее кинетическую энергию после отрыва от поверхности пылинки, очень неопределенна. При полной энергии связи 4.5 эВ кинетическая энергия образующихся молекул H_2 (точнее, как правило, D_2) в различных экспериментах составляет от 3 мэВ [16] до 3 эВ [17]. Ситуация осложняется тем, что часть этой энергии может также переходить в энергию возбуждения молекулы.

На протяжении долгого времени стандартом для описания синтеза H_2 остается выражение, предложенное Холленбахом и Макки [18]. Эти авторы также отметили, что образование молекул водорода возможно лишь в некотором интервале температур пылинок. Если температура слишком низка, скорость диффузии атомов Н по поверхности пылинки будет невысока. При высокой температуре атомы Н будут отрываться от пылинки до того, как успеют прореагировать друг с другом. Максимальная критическая температура зависит от параметров поверхности пылинки, но совокупность теоретических расчетов и экспериментальных данных говорит о том, что она примерно равна 20 К. В любом случае, даже при оптимальных параметрах, образование молекул H_2 оказывается довольно медленным процессом: при плотностях, характерных для диффузных облаков, полный переход атомов водорода в молекулярное состояние длится около 10 млн лет. Эта величина оказывается слишком большой

для турбулентной модели звездообразования, согласно которой весь жизненный цикл молекулярного облака — от образования до диссипации — сопоставим с его динамическим временем, то есть длится не более нескольких миллионов лет.

Путь к решению этой проблемы предложили Гловер и Маклоу [19, 20]. Их расчеты показали, что в турбулентной среде переход $\text{H} \rightarrow \text{H}_2$ может происходить быстрее в транзиентных областях временного повышения плотности. Однако для окончательного ответа на вопрос о временной шкале образования молекулярных облаков необходимо аккуратно рассматривать не только процессы образования молекул H_2 , но и процессы их разрушения.

Разрушение молекулярного водорода

Основные молекулы диффузных облаков — H_2 и CO — взаимодействуют с излучением не совсем обычным образом. Их диссоциация происходит в два этапа. Сначала молекула поглощает квант определенной частоты и переходит на один из колебательных уровней возбужденного электронного состояния, а затем с некоторой вероятностью переходит в несвязанное колебательное состояние основного электронного уровня [21]. В результате зависимость сечения фотодиссоциации от частоты выглядит как несколько (точнее, многие сотни) острых пиков, что приводит к целому ряду интересных эффектов.

Во-первых, молекулы водорода диссоциируют при взаимодействии с квантами строго определенного набора частот. В результате излучение на этих частотах ослабевает, и из-за этого самоэкранирования при погружении в глубь облака скорость фотодиссоциации H_2 быстро убывает. Поэтому граница между зонами с преимущественно атомарным и преимущественно молекулярным водородом оказывается очень резкой. Лучевая концентрация молекулярного водорода, при которой из-за самоэкранирования скорость диссоциации падает на порядок, в зависимости от геометрии составляет всего $10^{13} - 10^{15} \text{ см}^{-2}$ [22].

Во-вторых, в среде с крупномасштабными движениями молекулы H_2 в большей степени подвержены фотодиссоциации, чем в статической среде, поскольку из-за доплеровского сдвига частот диссоциирующих квантов самоэкранирование оказывается менее эффективным. Разумеется, этот фактор заметным образом сказывается на молекулярном составе диффузных облаков только при сверхзвуковом течении газа.

В-третьих, по странному совпадению, частоты некоторых линий, в которых диссоциируют молекулы H_2 , совпадают с частотами линий, в которых диссоциируют молекулы CO . Поэтому молекулярный водород, экранируя кванты, спасает от диссоциации не только собственные молекулы, но и молекулы оксида углерода [23].

Заключение

Таким образом, диффузные облака по многим параметрам и, вероятно, генетически представляют собой звено эволюционной цепи, связывающей атомарный межзвездный газ с плотными молекулярными сгустками. В Галактике они существуют как самостоятельно, так и в виде оболочек, окружающих более плотный газ. Несмотря на невысокую плотность, они обладают богатым молекулярным составом, поскольку способны защитить себя от ионизирующего излучения. Изучать диффузный газ непросто, поскольку это зачастую требует использования заатмосферных инструментов, но необходимо, поскольку именно в нем формируются химические и динамические начальные условия для образования звезд.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 07-02-01031.

Список литературы

1. *Вубе Д. З.* Откуда берутся звезды // Физика космоса: Тр. 35-й международ. студ. науч. конф. Екатеринбург, 2006. С. 39.
2. *Snow Th. P., McCall B. J.* Diffuse atomic and molecular clouds // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 2006. Vol. 44. P. 367.
3. *Dobbs C. L., Bonnell I. A.* Spiral shocks and the formation of molecular clouds in a two-phase medium // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 2007. Vol. 376. P. 1747.
4. *Lee S. M., Hong S. S.* Parker instability in a self-gravitating magnetized gas disk. I. Linear stability analysis // *Astrophys. J. Sup. Ser.* 2007. Vol. 169. P. 269.
5. *Heitsch F., Slyz A. D., Devriendt J. E. G., Hartmann L. W. et al* The birth of molecular clouds: formation of atomic precursors in colliding flows // *Astrophys. J.* 2006. Vol. 648. P. 1052.

6. *Щекинов Ю. А.* Современные представления об образовании молекулярных облаков // Звездообразование в Галактике и за ее пределами / Под ред. Д. З. Вибе и М. С. Кирсановой. М., 2006. С. 6.
7. *Eddington A. S.* Interstellar matter // Observatory. 1937. Vol. 60. P. 99.
8. *Rachford B. L., Snow Th. P., Tumlinson J. et al* A far ultraviolet spectroscopic explorer survey of interstellar molecular hydrogen in translucent clouds // Astrophys. J. 2002. Vol. 577. P. 221.
9. *Goldsmith P. F., Li D., Krco M.* The transition from atomic to molecular hydrogen in interstellar clouds: 21 cm signature of the evolution of cold atomic hydrogen in dense clouds // Ibid. 2007. Vol. 654. P. 273.
10. *Burgh E. B., France K., McCandliss S. R.* Direct measurement of the ratio of carbon monoxide to molecular hydrogen in the diffuse interstellar medium // Ibid. 2007. Vol. 658. P. 446.
11. *Tatematsu K., Jaffe D. T., Plume R. et al* Atomic carbon is a temperature probe in dark clouds // Ibid. 1999. Vol. 526. P. 295.
12. *Padoan P., Cambresy L., Juvela M. et al* Can we trust the dust? Evidence of dust segregation in molecular clouds // Ibid. 2006. Vol. 649. P. 807.
13. *Dessauges-Zavadsky M., Combes F., Pfenniger D.* Molecular gas in high-velocity clouds: revisited scenario // Astron. Astrophys. 2007. Vol. 473. P. 863.
14. *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.
15. *Indriolo N., Geballe Th. R., Oka T. et al* H_3^+ in diffuse interstellar clouds: a tracer for the cosmic-ray ionization rate // Astrophys. J. 2007. Vol. 671. P. 1736.
16. *Roser J. E., Swords S., Vidali G., et al* Measurement of the kinetic energy of hydrogen molecules desorbing from amorphous water ice // Ibid. 2003. Vol. 596. P. L55.

17. *Baouche V., Gamborg G., Petrunin V. V. et al* High translational energy release in H_2 (D_2) associative desorption from H (D) chemisorbed on C(0001) // J. Chem. Phys. 2006. Vol. 125. P. 084712.
18. *Hollenbach D., McKee Ch. F.* Molecule formation and infrared emission in fast interstellar shocks. I. Physical processes // Astrophys. J. Sup. Ser. 1979. Vol. 41. P. 555.
19. *Glover S. C. O., McLow M.-M.* Simulating the formation of molecular clouds. I. Slow formation by gravitational collapse from static initial conditions // Ibid. 2007. Vol. 169. P. 239.
20. *Glover S. C. O., McLow M.-M.* Simulating the formation of molecular clouds. II. Rapid formation from turbulent initial conditions // Astrophys. J. 2007. Vol. 659. P. 1317.
21. *van Dishoeck E.* Photodissociation and photoionization processes // Rate coefficients in astrochemistry / Eds T. Millar, D. Williams. Kluwer, 1988. P. 49.
22. *Draine B. T., Bertoldi F.* Structure of stationary photodissociation fronts // Astrophys. J. 1996. Vol. 468. P. 269.
23. *Lee H.-H., Herbst E., Pineau des Forêts G. et al* Photodissociation of H_2 and CO and time dependent chemistry in inhomogeneous interstellar clouds // Astron. Astrophys. 1996. Vol. 311. P. 690.

МГД МОДЕЛИ КОЛЛАПСА ТУРБУЛЕНТНЫХ ПРОТОЗВЕЗДНЫХ ОБЛАКОВ

Введение

Протозвездные облака — это гравитационно связанные ядра молекулярных облаков, имеющие массы порядка звездных масс и порождающие в своих недрах одну или несколько звезд в результате гравитационного коллапса, фрагментации и аккреции. Согласно наблюдательной классификации маломассивных ядер (см. [1]), протозвездное облако, в котором еще не сформировались протозвезды или молодые звезды, относится к дозвездным ядрам, а иначе — к протозвездным ядрам. В принципе, эту классификацию можно распространить и на массивные ядра, однако из-за удаленности они изучены менее детально, что мешает унификации.

Развиваясь в турбулентной среде, современное звездообразование на всех уровнях (см. [2]) является случайным процессом, поэтому должно описываться статистическими законами. Случайным является и результат эволюции протозвездных облаков. Например, начальная несимметричность распределения плотности либо турбулентность приводят к несимметричному коллапсу, непредсказуемой фрагментации и аккреции [3, 4]. Поэтому одной из задач теории звездообразования является поиск корреляций (статистических закономерностей) между характеристиками протозвездного облака и родившихся в нем звезд. Установить такие корреляции, наблюдая эволюцию ансамбля протозвездных облаков, пока невозможно, поскольку их коллапс длится не менее 10^4 лет. Поэтому наблюдателям приходится сравнивать облака на разных стадиях эволюции.

В этой ситуации обнадеживают успехи теоретиков в компьютерном моделировании: сочетание параллелизма и новых сеточных технологий позволило в трехмерных магнитогидродинамических (МГД) моделях коллапса протозвездных облаков [4, 5] достичь плотностей, характерных для звездных фотосфер. Причем в работе [5] даже учтена омическая диффузия магнитного поля. У модели [4] другое

преимущество — начальные условия: протозвездное облако турбулизировано, поскольку является результатом гравитационно-турбулентной фрагментации молекулярного облака.

В работах [3, 4] не обсуждался вопрос, является ли пространственное разрешение достаточным, чтобы корректно исследовать эволюцию турбулентности. В этой лекции на основе одномерного подхода оценивается необходимое разрешение для моделирования МГД турбулентности в коллапсирующих протозвездных облаках и обсуждаются перспективы решения этой задачи с помощью трехмерных численных кодов.

Одномерная статистическая модель

Турбулентность — это сложное, неупорядоченное поведение диссипативной среды или поля, детали которого не могут быть воспроизведены на больших интервалах времени при сколь угодно точном задании начальных и граничных условий. Поэтому турбулентность описывается вероятностными (в экспериментах — статистическими) характеристиками. В коллапсирующих протозвездных облаках турбулентность неоднородна и сильно меняется со временем, поэтому для сравнения трехмерной компьютерной модели с наблюдениями требуется многократный запуск расчетов, чтобы провести усреднение по ансамблю реализаций (например, [3]). Один из способов решения этой проблемы — использовать статистический подход (Осборн Рейнольдс, 1883), основанный на идее, что вместо усреднения многих решений можно один раз решить уравнения для средних величин. Но как вывести эти уравнения, если эволюция исходных величин неизвестна и усреднять нечего? Здесь помогают воображение и наглядные представления об эволюции элементарных возмущений: вихрей и волн. Неизвестные константы определяются путем подгонки модели к результатам эксперимента. Такие модели турбулентности обычно называются полуэмпирическими или параметрическими (см. [6]).

В астрофизике проведение эксперимента возможно лишь в редких случаях, а наблюдения обычно дают неполную информацию о турбулентности. Поэтому значения констант в уравнениях для средних величин чаще определяются на основе результатов прямого численного моделирования. Полученные таким путем модели называются *феноменологическими* (например, [7]). История показала, что полуэмпирические (феноменологические) модели турбулентности, со-

гласующиеся с реальным (численным) экспериментом, являются мощным инструментом для объяснения и предсказания результатов эксперимента. Вырастая из наглядных представлений, эти модели способствуют дальнейшему развитию образного мышления и физической интуиции, а также дают чувство понимания физики.

Даже в рамках простейшего двухмасштабного подхода Рейнольдса турбулентность проявляет себя во всех законах сохранения для крупномасштабных величин: в уравнении сохранения импульса возникают турбулентные давление и вязкость, в уравнении индукции — турбулентная диффузия, в уравнении для температуры — турбулентные нагрев и диффузия тепла, в уравнении непрерывности для компоненты газовой смеси — турбулентная диффузия концентрации. Одновременный учет этих эффектов в одной статистической модели МГД турбулентности протозвездных облаков пока не проводился. Это сложная задача, и, возможно, ее даже не будут решать, поддавшись соблазну все исследовать с помощью трехмерных компьютерных моделей.

Довольно развитые статистические модели МГД турбулентности солнечного ветра (например, [8]) для протозвездных облаков мало пригодны, поскольку не учитывают *магнитную амбиполярную диффузию* (см. лекцию [9]). Эта диффузия действует на турбулентные пульсации всех масштабов, в том числе на самые крупные и мощные пульсации (*энергонесущий масштаб*). Кроме того, в протозвездных облаках, как и в солнечном ветре, из-за различия амплитуд встречных МГД возмущений (*несбалансированность*) диссипация турбулентной энергии через каскад может быть замедлена [10]. Автором этой лекции разрабатывается статистическая модель МГД турбулентности, учитывающая и магнитную амбиполярную диффузию, и несбалансированность. Модель, состоящая из трех пар уравнений в частных производных, позволяет рассчитывать эволюцию турбулентной скорости и масштабов длины вдоль и поперек среднего магнитного поля в одномерных неоднородных и нестационарных течениях без крупномасштабного сдвига, но с высокой степенью сжатия/расширения.

Вышеуказанная модель турбулентности включена в численную модель сферически симметричного гравитационного коллапса протозвездных облаков с осесимметричным крупномасштабным магнитным полем. В начальный момент времени облако находится в гидростатическом равновесии при постоянном отношении магнитного и теплового давлений. Внешние граничные условия допускают сжа-

тие/расширение облака и диффузию магнитного поля. При расчете магнитной амбиполярной диффузии учитываются столкновения нейтралов с ионами и заряженными пылинками, имеющими степенное распределение радиусов. В модели ионизации рассматриваются только ионы Mg^+ и HCO^+ , а также пылинки с зарядами $+e$ и $-e$ [11]. Для расчета начальных условий используются параметры облаков выведенные из наблюдательных данных [12].

На рис. 1 показаны финальные распределения концентраций электронов, ионов и заряженных пылинок по отношению к концентрации нейтралов в модели коллапса протозвездного облака W3(main) с массой $37 M_{\odot}$. Видно, что в области $r \simeq 10^{15}$ см, куда перестают проникать космические лучи, пылинки являются основным носителем заряда. Обладая гигантским поперечным сечением (по сравнению с ионами и электронами) они сильно тормозятся о нейтральный газ, поэтому энергия МГД возмущений быстро диссипирует. В более глубоких слоях облака, где температура превышает 1000 К, начинается тепловая ионизация металлов, и электроны с ионами вновь становятся основным носителем заряда.

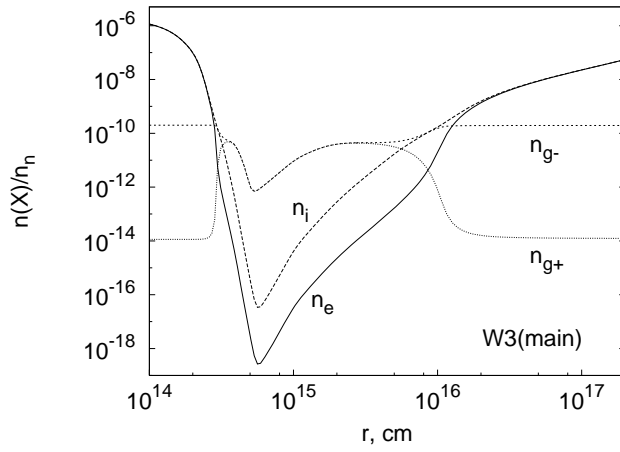


Рис. 1. Финальные распределения относительных концентраций электронов, ионов и заряженных пылинок в одномерной МГД модели коллапса протозвездного облака W3(main)

Теперь посмотрим (рис. 2), как в ходе коллапса W3(main) меняется радиальное распределение турбулентной скорости. Вначале отношение магнитной энергии облака к модулю гравитационной энергии равно 0.35, энергонесущий масштаб турбулентности составляет 0.2 от радиуса облака, турбулентное число Маха на границе облака 1.2, к центру оно спадает как $\rho^{-1/4}$. При таких параметрах коллапс идет достаточно быстро и амбиполярная диффузия достаточно слаба, чтобы турбулентность не успевала затухать полностью и затем усиливалась выше начального уровня в обширных внешних слоях облака. Вначале коллапса диссипация турбулентной энергии через каскад невелика и сравнима с диссипацией из-за амбиполярной диффузии на энергонесущем масштабе, но постепенно первая становится доминирующей в среднем по облаку.

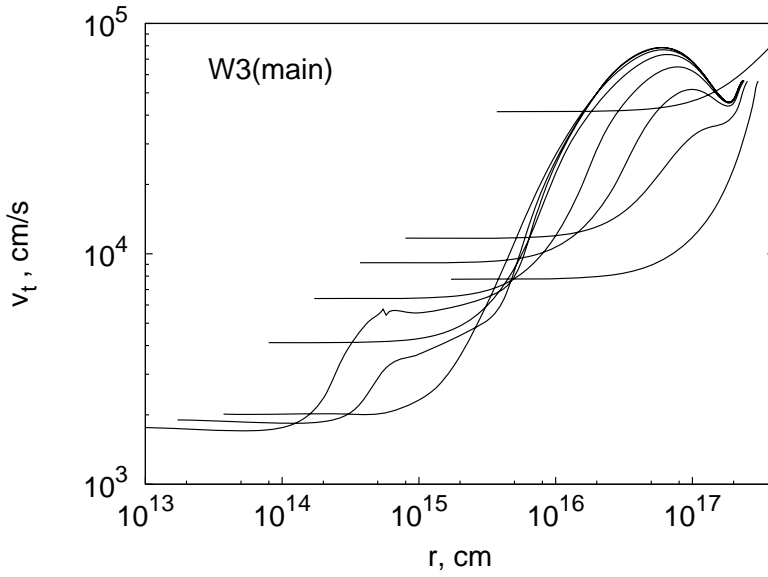


Рис. 2. Эволюция профиля турбулентной скорости в одномерной статистической МГД модели коллапса протозвездного облака W3(main). Чем левее вытянут профиль, тем больше прошло времени

Слабым местом представленной статистической модели является условие, что время сжатия среды должно быть больше времени турбулентных пульсаций. На продвинутых стадиях коллапса (при $r < 10^{15}$ см) это условие нарушается. Кроме того, при выводе любой статистической модели используется множество упрощающих предположений. Поэтому возникает вопрос: насколько полученные результаты соответствуют действительности? Поскольку наблюдения пока бессильны дать ответ, необходимы такие теоретические подходы, которые максимально свободны от различных допущений. Самый перспективный из них — прямое численное моделирование.

Прямое численное моделирование

Прямое численное моделирование турбулентности — это численное решение многомерной задачи с начальными и граничными условиями для системы уравнений механики сплошной среды. Основные трудности такого подхода — достижение адекватного временного и пространственного разрешения, а также устойчивости, сходимости и других свойств численного решения.

Какое разрешение необходимо?

Моделирование турбулентности является действительно прямым, если оно воспроизводит самые мелкие из возможных возмущений — *диссипативный масштаб*. На этом масштабе управляющий параметр системы, например число Рейнольдса, близок к единице (см. [6]). Если управляющий параметр на энергонесущем масштабе увеличивается, то диссипативный масштаб уменьшается и численной модели необходимо все большее временное и пространственное разрешение. Например, для моделирования однородной турбулентности с колмогоровским спектром и типично астрофизическим числом Рейнольдса 10^{12} необходимо $(10^9)^3$ ячеек трехмерной сетки, в то время как ОЗУ современных суперкомпьютеров могут хранить переменные приблизительно для $(10^4)^3$ ячеек (н-р, 73 терабайт у мирового лидера BlueGene/L).

В этом отношении протозвездные облака на первый взгляд кажутся более удачным объектом. Начальное магнитное число Рейнольдса в них редко превышает 10^3 и диссипативный масштаб для МГД турбулентности лишь на 1-2 порядка меньше энергонесущего масштаба. Поэтому если бы МГД турбулентность была однородной,

для ее разрешения хватило бы около $(10^3)^3$ ячеек. Однако турбулентные пульсации в процессе коллапса облака тоже сжимаются и турбулентность становится неоднородной. Кроме того, меняется и коэффициент магнитной диффузии («магнитная вязкость»). Как же оценить необходимое разрешение?

Воспользуемся двумя подходами: 1) оценим локальный (в данном слое облака) диссипативный масштаб $l_{min}(r)$, зная радиальное распределение магнитного числа Рейнольдса $R_m(r)$ и 2) оценим минимальную возможную длину МГД возмущений, способных к распространению, т. е. МГД волн.

Пусть пульсации скорости v_l (отклонения от среднего) степенным образом зависят от их масштаба l (длины усреднения):

$$v_l = v_0(l/l_0)^k, \quad (1)$$

где v_0 — пульсации скорости на энергонесущем масштабе l_0 . Тогда диссипативный масштаб

$$l_{min} = l_0 R_{m0}^{-1/(k+1)}, \quad (2)$$

где $R_{m0} = l_0 v_0 / \nu_m$ — магнитное число Рейнольдса на энергонесущем масштабе; ν_m — коэффициент магнитной диффузии. Воспользуемся одномерной статистической моделью, чтобы рассчитать эволюцию функций $R_{m0}(r)$ и $l_0(r)$ в процессе коллапса облака. Затем положим $k = 1/3$ (колмогоровский спектр) и найдем $l_{min}(r)$.

На рис. 3 показаны начальные и конечные кривые $l_0(r)$ и $l_{min}(r)$ в модели коллапса облака W3(main). Вначале l_{min} всюду на порядок меньше l_0 , т. е. для разрешения МГД турбулентности достаточно сотни ячеек в каждом измерении. В конце расчетов в большей части облака $l_{min} > l_0$. Здесь каскад невозможен и от первичной МГД турбулентности остаются лишь крупномасштабные возмущения. Для их моделирования повышенное разрешение не требуется. В центральной горячей части облака проводимость плазмы так высока, что l_{min} на 3 порядка меньше l_0 и размер ячеек должен быть в миллионы раз меньше размера расчетной области.

Поскольку вычисление R_{m0} , l_0 и l_{min} из статистической модели турбулентности не сильно надежно, перейдем ко второму способу оценки разрешения. Рассчитаем эволюцию минимально возможной длины альвеновских волн

$$\lambda_{min} = \frac{\pi \nu_m}{v_a}. \quad (3)$$

Для этого достаточно смоделировать эволюцию ν_m и альвеновской скорости v_a . Рис. 3 показывает, что в модели коллапса протозвездного облака W3(main) значения $\lambda_{min}(r)$ обычно на порядок меньше $l_{min}(r)$. Это значит, что разрешение должно быть на порядок выше, т. е. необходимо $(10^3)^3$ и более ячеек. Заметим, что $\lambda_{min} > r$ в области $r \approx 30$ а. е., здесь турбулентность невозможна и крупномасштабные возмущения должны сильно затухать.

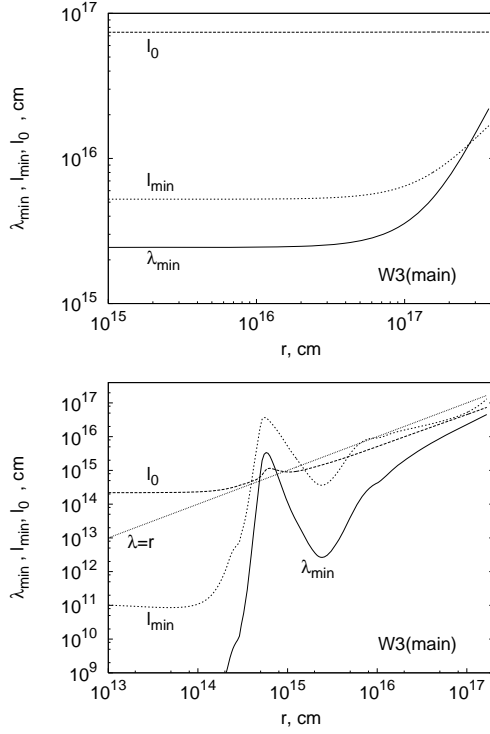


Рис. 3. Начальные (сверху) и конечные (снизу) распределения энергонесущего l_0 и диссипативного l_{min} масштабов турбулентности, а также минимальной длины альвеновских волн λ_{min} в одномерной МГД модели коллапса протозвездного облака W3(main). Там, где $l_0 < l_{min}$, от первичной МГД турбулентности остаются лишь крупномасштабные возмущения, особенно сильно затухающие в районе $r \approx 30$ а. е. (минимум проводимости плазмы). При $r < 10$ а. е. МГД турбулентность может возбудиться вновь

AMR-коды для моделирования самогравитирующих МГД течений

Выше мы выяснили, что высокое разрешение для моделирования МГД турбулентности необходимо не всегда и везде, а только на продвинутых этапах коллапса и только в центральной части облака. Какой численный метод обеспечивает такое адаптивное разрешение?

Метод гидродинамики сглаженных частиц (SPH) адаптивен по разрешению, но плохо держит сильные ударные волны, особенно в МГД, и имеет плохое разрешение в областях с низкой плотностью [13]. В SPH шаг по времени может быть больше, чем на неподвижных сетках, поскольку вычисляется по относительной скорости соседних частиц, но из-за нерегулярного расположения частиц возникает шум при вычислении градиентов, который вносит сильную диффузию. Марон и Ховес [14] предложили модификацию SPH для МГД, которая неплохо держит ударные волны, а также на уровне сеточных методов аппроксимирует градиенты в областях разрежения.

Но пока наиболее перспективной технологией для нашей задачи остается AMR. Adaptive mesh refinement — это адаптивно встраиваемые сетки. Адаптивность означает, что программа сама определяет, где надо измельчать сетку, а где укрупнять. Это необходимо в тех случаях, когда заранее неизвестны области повышенных градиентов и быстрых временных вариаций, например, в таких задачах, как обжатие протозвездных облаков ударными волнами, коллапс и фрагментация протогалактических и протозвездных облаков, аккреция в двойных системах, коллапс предсверхновых, фрагментация аккреционных дисков.

В настоящее время разработано несколько параллельных AMR-кодов для моделирования самогравитирующих магнитогазодинамических течений (см. таблицу), что соответствует задаче теоретического исследования турбулентности в коллапсирующих протозвездных облаках. Эти коды постоянно развиваются и постепенно открываются для публичного использования.

Пример расчетов кодом Megalion

В этом разделе представлен пример расчета с помощью численного AMR-кода Megalion [15]. В начальный момент времени облако представляется однородным шаром (рис. 4), находящимся в равновесии по давлению с окружающей более горячей средой; облако и среда пронизаны однородным магнитным полем; сетка содержит ячейки

Таблица 1. AMR-коды для моделирования самогравитирующих магнито-газодинамических течений

Название кода	Основные авторы, год создания	Первоначальные задачи	Сайт или адрес
Enzo	Bryan & Norman, 1997	Космология	http://lca.ucsd.edu/software/enzo/
NIRVANA	Ziegler, 1998	МГД динамо и конвекция	http://nirvana-code.aip.de
ORION	Klein, 1999	Коллапс и фрагментация	http://astro.berkeley.edu
Flash	Fryxell et al. 2000	Термоядерные взрывы	http://flash.uchicago.edu
RAMSES	Teyssier, 2002	Космология	romain.teyssier@cea.fr
Megalion	Жилкин и Сытов, 2003	Коллапс и фрагментация	zhilkin@inasan.ru
SFUMATO	Matsumoto, 2007	Коллапс и фрагментация	matsu@i.hosei.ac.jp

только минимального уровня (максимального размера). Начальная турбулентность является крупномасштабной и задается следующим образом: каждой компоненте вектора скорости в каждой ячейке присваивается случайное значение с равномерным распределением из интервала $(-v_{in}, v_{in})$ в облаке и $(-v_{ex}, v_{ex})$ в окружающей среде. Значения v_{in} и v_{ex} выбираются так, чтобы средние плотности турбулентной энергии внутри и снаружи облака совпадали. Это условие предотвращает быструю потерю турбулентной энергии облака через выходящие МГД волны на медленной начальной стадии коллапса. Поскольку плотность внутри облака больше, чем снаружи, то $v_{in} < v_{ex}$. Чтобы минимизировать вариации турбулентной энергии в среде, окружающей облако, на границе расчетной области применяется условие периодичности. AMR-индикаторы срабатывают уже на первом временном шаге и разбивают начальные крупные ячейки на более мелкие, чтобы рассчитать турбулентный каскад. Постепенно турбулентность затухает и коллапс становится почти ламинарным, приводя к образованию одиночной протозвезды.

Из-за низкого разрешения в этом расчете укрупнение ячеек не происходит. Как показали Крицук и др. [16], для проявления преимуществ AMR-технологии в моделях сверхзвуковой турбулентности молекулярных облаков необходимо минимальное разрешение более 512^3 : тогда часть расчетной области будет занята крупными ячейками.

Если вязкость явным образом не учитывается (решается уравнение Эйлера), то минимальный размер ячеек не должен быть меньше диссипативного масштаба. Это условие необходимо использовать наряду с другими в AMR-индикаторах.

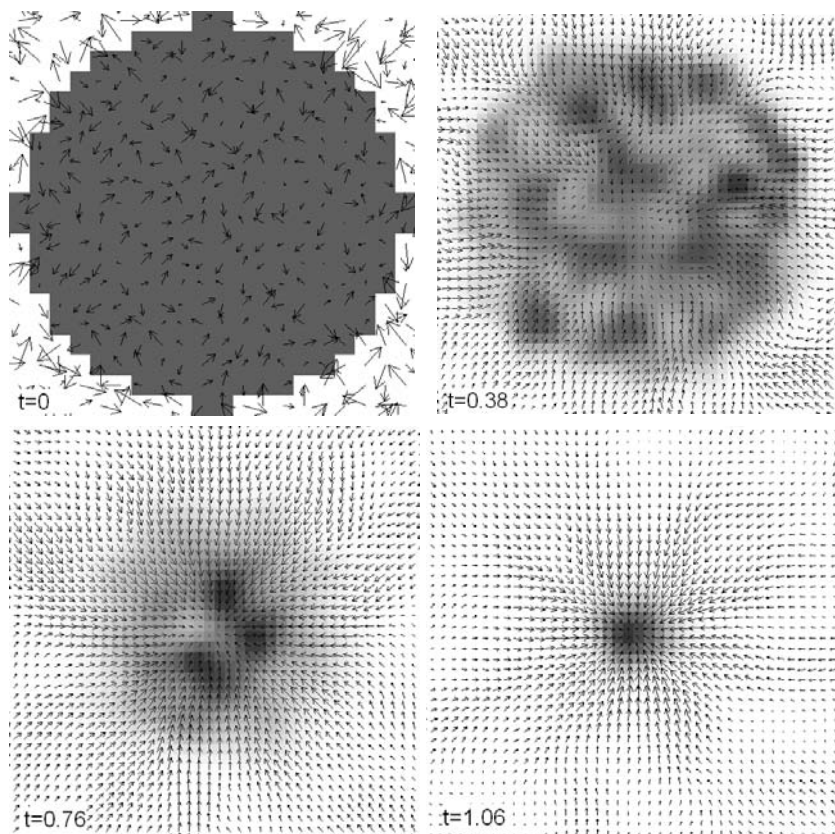


Рис. 4. Эволюция плотности и скорости в плоскости $z = 0$ в трехмерной МГД модели коллапса турбулентного протозвездного облака. Численный код Megalion [15]

Заключение

Для разрешения МГД турбулентности в начале коллапса и на расстояниях более $r \approx 10^{15}$ см достаточно современных суперкомпьютеров, однако разрешение МГД турбулентности в протозвездах и внутренних частях аккреционных дисков пока невозможно. Обычное число Рейнольдса в протозвездных облаках много больше магнитного, поэтому разрешение гидродинамической турбулентности в этих объектах остается столь же проблематичным, как и во многих других астрофизических объектах.

Тем не менее перспективы моделирования турбулентности в протозвездных облаках весьма оптимистичны. Развиваются и одномерные статистические модели, и многомерные численные. Первые дают понимание физики, а вторые свободны от множества предположений. Трехмерное компьютерное моделирование переживает расцвет. Например, сочетание параллелизма и AMR-технологии позволило достичь звездных плотностей в МГД моделях коллапса протозвездных облаков. Но для корректного описания турбулентности в таких моделях необходимо правильно настроить AMR-индикаторы, учесть магнитную амбиполярную диффузию и многое другое. Когда МГД модели будут исследованы, настанет черед более сложных моделей — кинетических. Работы хватит всем и надолго!

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 05-02-17070).

Список литературы

1. *Ward-Thompson D., Andre P., Crutcher R. et al.* An observational perspective of low mass dense cores II: Evolution towards the initial mass function // *Protostars and Planets V* /Eds. B. Reipurth, D. Jewitt, and K. Keil. University of Arizona Press, Tucson. 2007. P. 33.
2. *McKee C. F., Ostriker E. C.* Theory of star formation // *Ann. Rev. of Astron. Astroph.* 2007. Vol. 45. P. 565.
3. *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.

4. *Banerjee R., Pudritz R. E., Anderson D. W.* Supersonic turbulence, filamentary accretion and the rapid assembly of massive stars and discs // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 2006. Vol. 373. P. 1091.
5. *Machida M. N., Inutsuka S., Matsumoto T.* Magnetic fields and rotations of protostars // *Astrophys. J.* 2007. Vol. 670. P. 1198.
6. *Фрук П. Г.* Турбулентность: подходы и модели. М.; Ижевск, 2003.
7. *Hossain M., Gray P. C., Pontius Jr D. H. et al.* Phenomenology for the decay of energy-containing eddies in homogeneous MHD turbulence // *Phys. Fluids.* 1995. Vol. 7. P. 2886.
8. *Matthaeus W. H., Oughton S., Pontius Jr D. H. et al.* Evolution of energy-containing turbulent eddies in the solar wind // *J. of geophysical research.* 1994. Vol. 99. P. 19267.
9. *Замоздра С. Н.* Альвеновские волны в коллапсирующих протозвездных облаках // *Физика космоса: Тр. 34-й Международ. студ. науч. конф., 31 янв. — 4 фев. 2005. Екатеринбург, 2005.* С. 71.
10. *Dobrowolny M., Mangeney A. Veltri P.* Fully developed anisotropic hydromagnetic turbulence in interplanetary space // *Phys. Rev. Letters.* 1980. Vol. 45. P. 144.
11. *Tassis K., Mouschovias T. Ch.* Magnetically controlled spasmodic accretion during star formation. I. Formulation of the problem and method of solution // *Astrophys. J.* 2005. Vol. 618. P. 769.
12. *Crutcher R. M.* Magnetic fields in molecular clouds: observations confront theory // *Astrophys. J.* 1999. Vol. 520. P. 706.
13. *Klein R. I., Inutsuka S.-I., Padoan P. et al.* Current advances in the methodology and computational simulation of the formation of low-mass stars // *Protostars and Planets V* /Eds. B. Reipurth, D. Jewitt, and K. Keil. University of Arizona Press, Tucson. 2007. P. 99.
14. *Maron J. L., Howes G. G.* Gradient particle magnetohydrodynamics: a lagrangian particle code for astrophysical magnetohydrodynamics // *Astrophys. J.* 2003. Vol. 595. P. 564.
15. *Дудоров А. Е., Жилкин А. Г., Степанов К. Е. и др.* Численный AMR-код для моделирования коллапсирующих протозвездных

облаков // Тр. междунаrod. конф. VII Забабахинские научные чтения: <http://www.vniitf.ru/rig/konfer/7zst/reports/s6/s-6.htm>.

16. *Kritsuk A. G., Norman M. L., Padoan P.* Adaptive mesh refinement for supersonic molecular cloud turbulence // *Astrophys. J.* 2006. Vol. 638. P. L25.

ВАРИАЦИИ СВОЙСТВ ОБЛАСТЕЙ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ В ГАЛАКТИКАХ

Обсуждаются вариации физико-химических параметров областей звездообразования по радиусу Галактики. В дополнение к известным галактическим трендам (металличности, изотопного состава) наши данные указывают на вероятное уменьшение средней плотности облаков с ростом галактоцентрического расстояния R . Кроме того, имеется тенденция к уменьшению ИК светимости на единицу массы. Данные наблюдений галактики М31 дают похожую картину. Помимо этого одновременные наблюдения SO и $C^{18}O$ показывают, что отношение интенсивностей $I(SO)/I(C^{18}O)$ возрастает с ростом R . Этот тренд может быть связан с изменением возраста облаков и/или отношения содержаний C/O.

Variations of the physical and chemical properties of star forming regions along the galactic radius are discussed. In addition to the known galactic trends (heavy element content, isotopic ratios) our data indicate a probable decrease of the mean cloud density with increasing galactocentric radius R . There is also a trend for decreasing IR luminosity per unit mass. Observations of M31 galaxy give a similar picture. In addition, simultaneous SO and $C^{18}O$ observations show that the intensity ratio $I(SO)/I(C^{18}O)$ increases with R . This trend can be related to variations of cloud age and/or C/O abundance ratio.

Введение

Давно известно, что физико-химическое состояние межзвездного газа меняется по радиусу Галактики. Меняется содержание тяжелых элементов и отношение их обилий, меняется изотопный состав и пр. Исследования этих градиентов позволяют лучше понять закономерности эволюции межзвездной среды и Галактики в целом. Значительный вклад в эти исследования вносят радиоастрономические методы, особенно наблюдения радиоточечных молекул на миллиметровых волнах.

Обзоры областей звездообразования в нашей Галактике и во внешних галактиках

Более четверти века известно, что электронная температура областей Н II растет от центра к периферии Галактики (рис. 1). Эти данные получены, в частности, из наблюдений радиорекомбинационных линий (например, [1, 2]). Данный градиент объясняется уменьшением содержания тяжелых элементов с увеличением галактоцентрического радиуса, что приводит, в частности, к уменьшению эффективности охлаждения газа.

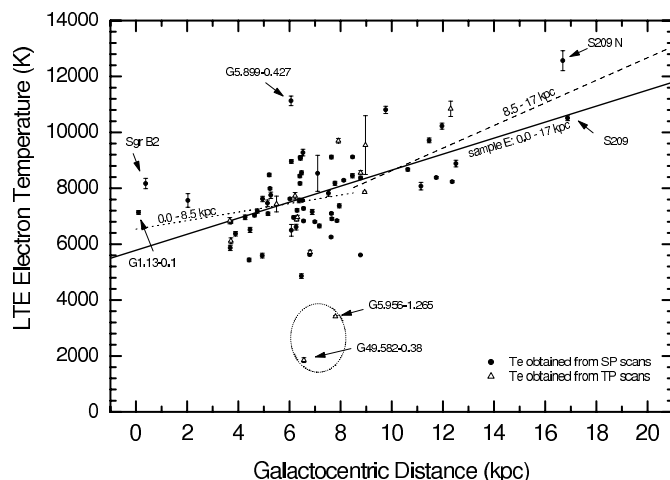


Рис. 1. Зависимость электронной температуры областей Н II от галактоцентрического радиуса [2]

Также давно известен градиент отношения содержаний изотопов ^{12}CO и ^{13}CO (по наблюдениям молекулярных облаков). Если в Солнечной системе это отношение близко к 90, то в центральных областях Галактики оно уменьшается до ~ 20 (из последних работ на эту тему см., например, [3], рис. 2). И градиент металличности, и градиенты изотопного состава объясняются эффектами нуклеосинтеза в Галактике.

Понятно, что эти глобальные градиенты свойств межзвездного вещества вполне могут отразиться и на свойствах плотных компактных молекулярных облаков, в которых образуются звезды. Галакти-

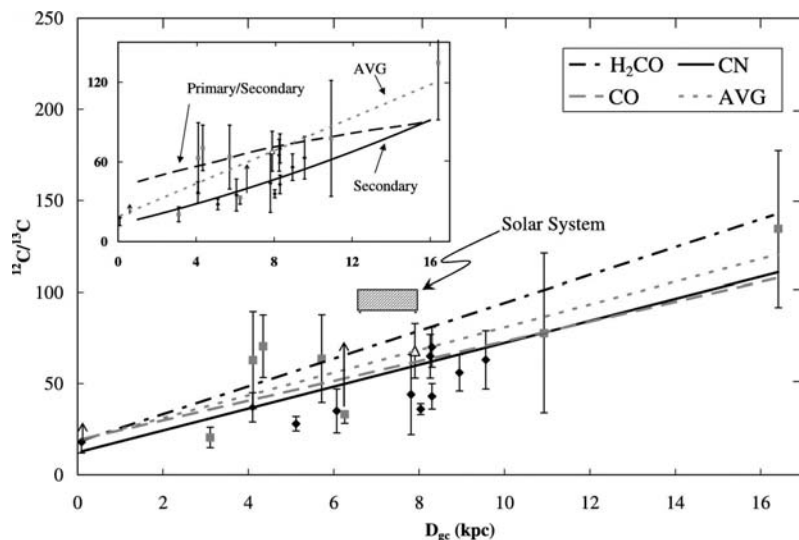


Рис. 2. Зависимость отношения содержаний изотопов $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ от галакто-центрического радиуса [3]

ческие градиенты характеристик областей звездообразования пока мало изучены. Ясно, что градиенты химического и изотопного состава межзвездной среды отпечатываются и в этих областях. Другой вопрос, как меняются и меняются ли вообще основные физические характеристики этих областей — плотность, температура, дисперсия скоростей и пр. Ответить на этот вопрос можно только на основе обзоров достаточно представительных выборок данных объектов.

В последние годы были проведены обширные обзоры ИК источников, мазеров и ультракомпактных зон Н II в линиях молекул, являющихся индикаторами плотного газа, таких как CS и NH_3 [4]–[11]. Группой сотрудников ИПФ РАН совместно с зарубежными коллегами также проведен поиск плотных ядер в областях образования массивных звезд. С этой целью выполнен обзор мазеров H_2O в линии $J = 2 - 1$ CS. В отличие от большинства упомянутых выше обзоров основная часть обнаруженных источников была прокартирована в этой линии. Кроме того, проведены наблюдения линий изотопа C^{34}S и CO. Отдельные объекты наблюдались в нескольких переходах CS. На этой основе определены основные физические характеристики ядер. Обзор охватывает как северную, так и южную полусферы, т. е.

как внешнюю, так и внутреннюю Галактику. Это дает возможность исследовать зависимость параметров ядер от положения в Галактике.

Исследования в линии $\text{CS } J = 2 - 1$ были продолжены в работе [12], где наблюдалась несколько иная выборка объектов (28 плотных облаков в направлении областей Н II). По этим данным также были определены физические параметры источников и проанализированы галактические тренды.

Несколько лет тому назад нами выполнен обзор массивных ядер во многих переходах молекулы изоциановой кислоты (HNCO) на частотах от 22 до 460 ГГц [13]. Эта молекула возбуждается в наиболее плотных частях облаков и, кроме того, благодаря особенностям энергетической структуры весьма чувствительна к излучению дальнего ИК диапазона. Были зарегистрированы переходы с энергией возбуждения ~ 1300 К.

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

Недавно в направлении 57 близких маломассивных ядер, где происходит образование изолированных звезд, были получены карты в линии $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$ [14]. Молекула N_2H^+ была выбрана как эффективный индикатор спокойного и холодного газа с высокой плотностью, линии которой обладают умеренной оптической толщиной ($\tau \sim 1$) и относительно высокими интенсивностями (≥ 1 К) [15], что дает возможность детально исследовать морфологию и внутренние движения газа в ядрах.

Нами выполнен обзор в той же линии в направлении массивных плотных ядер, где происходит звездообразование в кластерах, с целью оценки их физических параметров и дальнейшего сравнения с параметрами ядер малой массы [16]. Объекты для наблюдений были отобраны из списка наблюдавшихся нами ранее плотных ядер в линии CS , а также из базы данных наблюдений в линиях аммиака [17] в соответствии со следующими критериями: наличие внутренних кластеров по данным наблюдений в ИК диапазоне, достаточная близость объектов ($D < 4$ кпк), наличие протяженных областей из-

лучения CS или NH_3 ($> 2'$) для получения достаточно подробных карт в линии $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$. В случаях когда сведений о наличии внутренних кластеров не было, отбирались источники с высокими ИК светимостями ($L > 10^4 L_\odot$), что может считаться косвенным свидетельством наличия внутреннего звездного кластера [17]. Всего для наблюдений были отобраны 35 объектов, отвечающих данным критериям.

Эти объекты наблюдались одновременно также в линии CS(5—4), а позднее — в континууме на волне 1.2 мм, где доминирует излучение пыли. Анализ полученных данных выявил, в частности, эффекты химической дифференциации молекул в этих областях [18], характер которых существенно отличается от тех, которые имеют место в темных холодных облаках, где образуются звезды малой массы.

Наконец, недавно нами начат обзор «холодных» ИК источников IRAS в линиях трех изотопов CO при помощи 14-м радиотелескопа Обсерватории Пурпурной горы в КНР [19]. Данные частично проанализированы и по ним также определены основные физические характеристики объектов.

В настоящее время молекулярный газ активно наблюдается и в других галактиках, в том числе весьма удаленных (вплоть до $z \sim 6.4$ [20]). В основном наблюдается излучение молекул CO (для ряда близких галактик получены довольно подробные карты распределения CO), но в центральных частях многих галактик наблюдались и другие молекулы, например, HCN, HCO^+ , CS и др. Данных об излучении таких молекул в дисках галактик пока очень мало (см. ниже).

Градиенты химического состава и физических параметров межзвездных облаков

Довольно много работ было посвящено исследованиям градиентов содержания различных молекул и их изотопов, а также свойств молекулярных облаков. Последнее обсуждается, например, в работах [21, 22]. Результаты несколько противоречивы, но имеются несомненные градиенты в отношениях интенсивностей линий HCN/CO, CS/CO, $\text{HCO}^+ / ^{13}\text{CO}$. Нами 20 лет тому назад был обнаружен сильный градиент отношения интенсивностей HCN/CO по результатам обзора молекулярных облаков, связанных с областями H II Шарплеса [23]. Многие из этих результатов, видимо, указывают на градиенты плотности и/или температуры облаков.

Обзор плоскости Галактики в CO(2—1) [22] в комбинации с более ранним обзором в CO(1—0) демонстрирует градиент в отношении интенсивностей CO(2—1)/CO(1—0), который интерпретируется авторами как свидетельство градиента в отношении количества более плотного и менее плотного газа.

Наш упомянутый выше обзор в линии CS(2—1) позволил определить основные параметры плотных конденсаций в областях образования массивных звезд. На рис. 3 эти оценки представлены в зависимости от галактоцентрического расстояния [10].

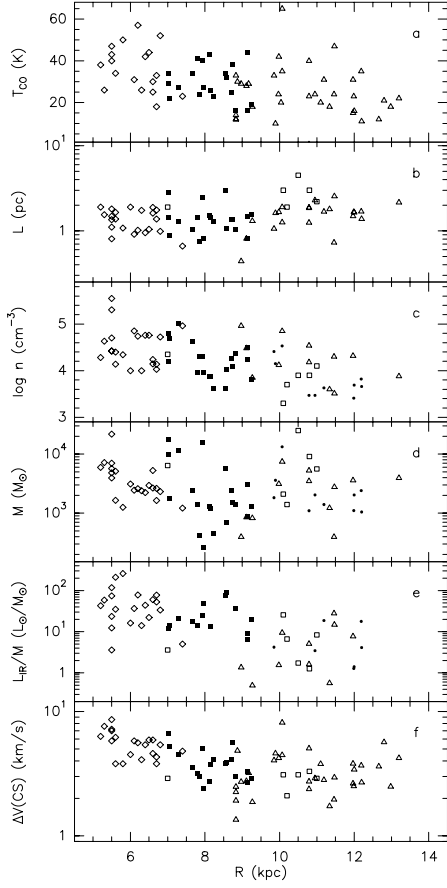


Рис. 3. Зависимости пиковой температуры CO (a), размера (b), средней концентрации газа (c), массы (d), отношения ИК светимости к массе (e) и средней ширины линий CS (f) от галактоцентрического расстояния по данным обзоров в линии CS(2—1) на радиотелескопах SEST и OSO

Видно, что некоторые параметры меняются по радиусу Галактики. В частности, это относится к средней плотности. В интервале га-

лактоцентрических расстояний $R = 7 - 15$ кпк $\bar{n} \propto \exp(-R/2.8 \pm 0.7 \text{ кпк})$. Имеется тенденция к увеличению размера с ростом R . Масса практически не меняется в указанном интервале галактоцентрических расстояний. Кроме того, отношение ИК светимости к массе и дисперсия скоростей в ядрах заметно возрастают во внутренней части Галактики.

Стоит отметить, что экспоненциальная компонента звездного диска Галактики также имеет характерный масштаб ~ 2.6 кпк [24]. Кроме того, распределение молекулярного газа в целом также описывается экспонентой с масштабом 2.8 кпк [25]. Так что мы получаем картину, где и поверхностная плотность молекулярного газа и средняя плотность звездообразующих сгустков экспоненциально падает по радиусу Галактики с характерным масштабом ~ 3 кпк.

Результаты наших последующих наблюдений молекулярных облаков, связанных с областями H II, в линиях CS и C³⁴S [12], в общем, согласуются с наличием градиента средней плотности, хотя его величина получилась несколько меньшей.

В то же время в обзоре мазеров H₂O в линии CS $J = 5 - 4$ [11] не обнаружено какой-либо зависимости плотности от галактоцентрического расстояния. Но здесь речь идет о плотности, определяемой из анализа возбуждения молекул, а не о средней плотности облаков, как в наших работах. В данной работе, возможно, выявлен градиент относительного содержания CS. Если такой градиент действительно существует, то он может сказаться на наших результатах по определению параметров облаков. В то же время из наших данных следует, что отношение массы, определяемой по лучевой концентрации CS к вириальной массе практически постоянно вдоль радиуса Галактики. Это обстоятельство может рассматриваться как аргумент в пользу постоянства относительного содержания C³⁴S, поскольку это отношение пропорционально данному параметру.

Понятно, что исследования подобных градиентов в нашей галактике сильно затрудняются тем обстоятельством, что расстояния до объектов меняются в очень широких пределах. При этом неизбежно начинают проявляться всевозможные эффекты селекции. Гораздо более надежных результатов можно ожидать от исследований других галактик. До сих пор данные об излучении молекул типа CS, HCN и т. п. (индикаторов высокой плотности) в других галактиках весьма ограничены и относятся главным образом к центральным областям галактик. Однако недавно были опубликованы результаты исследований HCN и HCO⁺ в диске M31 [26]. Эти результаты де-

монстрируют значительные градиенты отношений интенсивностей $I(\text{HCN})/I(\text{CO})$ и $I(\text{HCO}^+)/I(\text{CO})$ по радиусу галактики, причем авторы интерпретируют эти градиенты как следствие именно изменения физических параметров, а не содержания молекул.

Каким образом можно объяснить градиент плотности облаков (если он все-таки реален)? В работе [22] высказывается предположение, что градиент плотности вызван воздействием волн плотности, формирующих спиральную структуру Галактики. Другая модель для объяснения данного градиента предложена в работе [27]. В этой работе показано, что, если основным механизмом образования гигантских молекулярных облаков является неустойчивость Паркера с доминирующей ролью радиационных потерь, то следует ожидать подобного градиента средней плотности таких облаков по радиусу Галактики, вследствие наличия градиентов металличности и средней интенсивности поля излучения. Правда, речь здесь идет об очень больших структурах, и непонятно, каким образом в этой модели перейти к компактным плотным сгусткам, из которых образуются звезды.

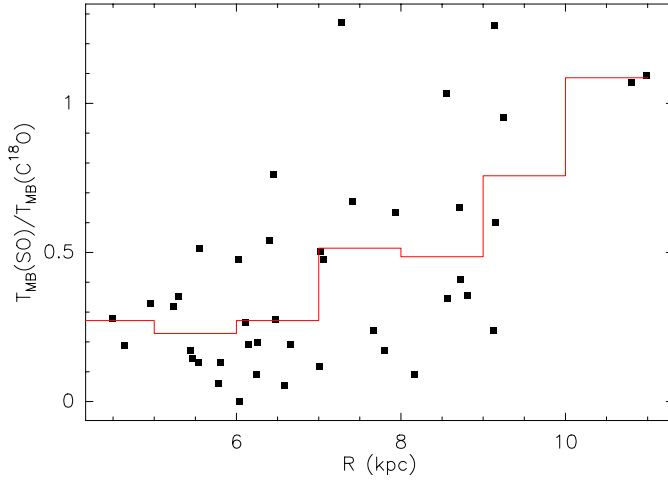


Рис. 4. Зависимость отношения интенсивностей $I(\text{SO})/I(\text{C}^{18}\text{O})$ от галактоцентрического радиуса. Сплошной линией показаны усредненные (по интервалам 2 кпк) значения

Другой интересный тренд виден в наших одновременных наблюдениях линий C^{18}O и SO в нескольких десятках плотных облаков,

связанных с мазерами на молекулах воды. На рис. 4 представлено отношение интенсивностей этих линий в зависимости от галактоцентрического радиуса R . Видно, что это отношение заметно возрастает с ростом R .

Известно, что отношения содержаний SO/CO и SO/CS меняются со временем и зависят от начального отношения C/O (например, [28]). Возможно, что полученные данные указывают на изменение возраста облаков и/или указанного отношения по R .

Заключение

К настоящему времени имеется довольно много данных, которые указывают на то, что как химический состав, так и физические параметры областей звездообразования, вероятно, меняются по радиусу Галактики. Исследования таких трендов в нашей Галактике затруднено очень большими вариациями расстояний до объектов. Более надежные данные можно получить по детальным наблюдениям других галактик, что станет возможным с появлением нового поколения радиоастрономических инструментов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 06-02-16317) и программы «Протяженные объекты в астрономии» ОФН РАН.

Список литературы

1. *Shaver P. A., McGee R. X., Newton L. M. et al.* The galactic abundance gradient // MNRAS. 1983. Vol. 204. P. 53.
2. *Quireza C., Rocha-Pinto H. J., Maciel W. J.* The Electron Temperature Gradient in the Galactic Disk // Astrophys. J. 2006. Vol. 653 P. 1226.
3. *Milam S. N., Savage C., Brewster M. A. et al.* The $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ Isotope Gradient Derived from Millimeter Transitions of CN: The Case for Galactic Chemical Evolution // Ibid. 2005. Vol. 634. P. 1126.
4. *Anglada G., Estalella R., Pastor J.* A CS and NH_3 survey of regions with H_2O maser emission // Ibid. 1996. Vol. 463. P. 205.
5. *Bronfman L., Nyman L.-Å., May J.* A CS(2—1) survey of IRAS point sources with color characteristics of ultra-compact H II regions // Astron. Astrophys. Suppl. 1996. Vol. 115. P. 81.

6. *Juvela M.* Studies of dense molecular cores in regions of massive star formation. IV. Multitransition CS-study towards southern H₂O masers in the longitude range $l = 308^\circ - 360^\circ$ // *Astron. Astrophys. Suppl.* 1996. Vol. 118. P. 191.
7. *Plume R., Jaffe D. T., Evans II N. J.* A survey of CS $J = 7 - 6$ in regions of massive star formation // *Astrophys. J. Suppl.* 1992. Vol. 78. P. 505.
8. *Plume R., Jaffe D. T., Evans II N. J. et al.* Dense gas and star formation: characteristics of cloud cores associated with water masers // *Astrophys. J.* 1997. Vol. 476. P. 730.
9. *Zinchenko I., Mattila K., Toriseva M.* Studies of dense molecular cores in regions of massive star formation. II. CS $J = 2 - 1$ survey of southern H₂O masers in the longitude range $l = 260^\circ - 310^\circ$ // *Astron. Astrophys. Suppl.* 1995. Vol. 111. P. 95.
10. *Zinchenko I., Pirogov L., Toriseva M.* Studies of dense molecular cores in regions of massive star formation. VII. Core properties on the galactic scale // *Ibid.* 1998. Vol. 133. P. 337.
11. *Shirley Y. L., Evans N. J. II, Young K. E., Knez C., Jaffe D. T.* A CS $J = 5 \rightarrow 4$ Mapping Survey Toward High-Mass Star-forming Cores Associated with Water Masers // *Astrophys. J. Suppl.* 2003. Vol. 149. P. 375
12. *Кисляков А. Г., Зинченко И. И., Йоханссон Л. Е. Б.* Физические свойства молекулярных облаков в зависимости от их галактического радиуса по наблюдениям в линиях CS и C34S // *Астроном. журн.* 2003. Т. 80. С. 508.
13. *Zinchenko I., Henkel C., Mao R. Q.* HNCO in massive galactic dense cores // *Astron. Astrophys.* 2000. Vol. 361. P. 1079.
14. *Caselli P., Benson P. J., Myers P. C. et al.* Dense Cores in Dark Clouds. XIV. N₂H⁺ (1–0) Maps of Dense Cloud Cores // *Astrophys. J.* 2002. Vol. 572. P. 238.
15. *Womack M., Ziurys L. M., Wyckoff S.* A survey of N₂H⁺ in dense clouds — Implications for interstellar nitrogen and ion-molecule chemistry // *Ibid.* 1992. Vol. 387. P. 417.

16. *Pirogov L., Zinchenko I., Caselli P. et al.* N₂H⁺(1–0) survey of massive molecular cloud cores // *Astron. Astrophys.* 2003. Vol. 405. P. 639.
17. *Jijina J., Myers P. C., Adams F. C.* Dense Cores Mapped in Ammonia: A Database // *Astrophys. J. Suppl.* 1999. Vol. 125. P. 161.
18. *Pirogov L., Zinchenko I., Caselli P. et al.* Chemical differentiation in regions of high-mass star formation. CS, dust, and N₂H⁺ in southern sources // *Astron. Astrophys.* 2007. Vol. 461. P. 523.
19. *Троицкий Н. Р., Пирогов Л. Е., Зинченко И. И. и др.* Обзор областей звездообразования, связанных с инфракрасными источниками, в линии $J = 1 - 0$ молекулы CO и ее изотопов. Результаты наблюдений линии C¹⁸O ($J = 1 - 0$) // *Изв. вузов. Радиофизика.* 2005. Т. 48. С. 553.
20. *Walter F., Bertoldi F., Carilli C. et al.* Molecular gas in the host galaxy of a quasar at redshift $z = 6.42$ // *Nature.* 2003. Vol. 424. P. 406.
21. *Helser T. T., Blitz L.* Dense gas in the Milky Way // *Astrophys. J.* 1997. Vol. 478. P. 233.
22. *Sakamoto S., Hasegawa T., Handa T. et al.* An out-of-plane CO ($J = 2 - 1$) survey of the Milky Way. II. Physical conditions of molecular gas // *Ibid.* 1997. Vol. 486. P. 276.
23. *Зинченко И. И., Лапинов А. В., Пирогов Л. Е.* Обзор молекулярных облаков, связанных с областями H II Шарплеса, в линии $J = 1 - 0$ HCN. II. Анализ спектральных данных // *Астрон. журн.* 1989. Т. 66. С. 1142.
24. *Freudenreich H. T.* A COBE Model of the Galactic Bar and Disk // *Astrophys. J.* 1998. Vol. 492. P. 495.
25. *Blitz L., 1997, CO in the Milky Way* /Eds. W. B. Latter, S. J. E. Radford CO: Twenty-Five Years of Millimeter-Wave Spectroscopy. Kluwer Acad. Publ., Dordrecht
26. *Brouillet N., Muller S., Herpin F. et al.* HCN and HCO⁺ emission in the disk of M 31 // *Astron. Astrophys.* 2005. Vol. 429. P. 153.
27. *Щекинов Ю. А., Зинченко И. И.* О происхождении гигантских молекулярных облаков // *Астроном. журн.* 2004. Т. 81. С. 694.

28. *Bergin E. A., Goldsmith P. F., Snell R. L. et al.* The Chemical Composition and Evolution of Giant Molecular Cloud Cores: A Comparison of Observation and Theory // *Astrophys. J.* 1997. Vol. 482. P. 285.

МЕЖДУНАРОДНЫЙ ГОД АСТРОНОМИИ-2009

По инициативе Международного астрономического союза и ЮНЕСКО Генеральная ассамблея ООН объявила 2009 г. Международным годом астрономии. Это событие должно сыграть значительную роль в научной и культурной жизни народов Земли. Оно будет являться стимулом к дальнейшей кооперации между странами в поисках ответов на вопросы о происхождении и эволюции Вселенной и человечества.

The United Nations 62nd General Assembly proclaimed 2009 the International Year of Astronomy (IYA2009) - an initiative by the International Astronomical Union and UNESCO. The IYA2009 will be a great event in scientific and cultural life of all nations, and it is a global collaboration for a peaceful purpose — the search for our cosmic origin, a common heritage that connects every citizen of planet Earth.

В ознаменование 400-летия использования телескопа для астрономии Международный астрономический союз (МАС) принял решение объявить 2009 г. Международным годом астрономии (МГА-2009). Это решение было поддержано ЮНЕСКО и 19 декабря 2007 г. одобрено 62-й Генеральной ассамблеей ООН.

Мероприятия МГА-2009 преследуют следующие цели: усиление общественной поддержки научных исследований, улучшение качества научного образования на всех уровнях, привлечение интереса молодежи к научной деятельности. К организации и проведению мероприятий МГА-2009 будут широко привлекаться как профессиональные, так и любительские астрономические сообщества.

Основные мероприятия МГА-2009 в России:

- освещение общественной деятельности профессиональных и любительских обсерваторий, планетариев, вузов и академических институтов;

- проведение консультационного совещания Научного совета по астрономии РАН с участием Минобрнауки России, СМИ;
- поддержка научно-образовательной программы «Вселенная в руках» («Hands on Universe», HOU), а также разработка аналогичной национальной программы, которая включает в себя в том числе развитие сети малых телескопов удаленного доступа, комплектацию и распространение по школам (или центрам коллективного пользования) доступных наборов физических и астрономических инструментов;
- создание и поддержка российского веб-сайта www.astronomy2009.ru как составляющего элемента сети национальных сайтов, посвященных МГА-2009 и специальных разделов на сайтах российских обсерваторий для общественности, школьников и любителей; организация в обсерваториях секторов связи с общественностью и популяризации астрономии;
- проведение передвижных астрономических выставок, цикла телевизионных передач, посвященных современным достижениям астрономии;
- участие в съезде любителей и профессионалов «Астрофест»;
- организация и проведение «круглого стола» «Астрономия — важнейший элемент культуры», выставки литературы «Астрономия и книга»;
- организация наблюдений полного солнечного затмения 1 августа 2008 г. с территории России и наблюдений полного (самого продолжительного в XXI в.) солнечного затмения 22 июля 2009 г.
- проведение серии российских и участие в международных совещаниях и конференциях, а именно:
 - российские конференции и совещания*
 - Студенческие конференции «Физика Космоса» (2008 и 2009 гг., УрГУ);
 - «Ультрафиолетовая Вселенная» (май 2009 г., Москва);
 - «Перспективы наземной и космической астрономии в России» (осень 2009 г., открытие Кисловодской обсерватории ГАИШ);

- совещание, посвященное столетию тунгусского события (июнь 2008 г.);
- «Первые результаты наблюдений с радиointерферометром с базой, много большей диаметра Земли (Радиоастрон)»;
- ВАК-2010 «Астрономия и телескопы будущего» (итоги проведения МГА-2009, Нижний Новгород).

международные конференции

- церемония открытия МГА-2009. Свыше 1000 делегатов, включая нобелевских лауреатов и других выдающихся ученых из более чем 80 стран (январь, Париж);
- Генеральная ассамблея МАС (август, Рио-де-Жанейро);
- церемония закрытия (декабрь, Флоренция).

Мероприятия МГА-2009 будут осуществляться на глобальном и региональном и в особенности на национальном и местном уровнях. В рамках подготовки мероприятий МГА-2009 в каждой стране был создан соответствующий национальный комитет. Эти комитеты призваны установить сотрудничество между астрономами: профессионалами и любителями, научными центрами, преподавателями и специалистами в области распространения научной информации в подготовке мероприятий МГА-2009.

Координацию деятельности по проведению национальных и локальных мероприятий МГА-2009 в России осуществляет Национальный комитет российских астрономов (НКРА). Комитет по проведению МГА-2009, сформированный руководством НКРА совместно с Научным советом по астрономии РАН, включает руководителей ведущих астрономических и образовательных организаций России, представителей соответствующих государственных структур (Администрация президента РФ, Министерство образования и науки, Российская академия наук) и организаций-спонсоров (компания «MEADE», Новосибирский приборостроительный завод).

Цель МГА-2009 чтобы стимулировать во всем мире, особенно среди молодежи, интерес к астрономии и науке в целом в рамках центральной темы: «Вселенная — для вас». Мероприятия МГА-2009 будут содействовать правильному восприятию творческих аспектов астрономии, которые представляют собой бесценный общий ресурс для всех стран.

МЕЖДУНАРОДНАЯ ВИРТУАЛЬНАЯ ОБСЕРВАТОРИЯ

Международная виртуальная обсерватория (МВО) — система, в которой гигантские астрономические архивы и базы данных, распределенные по всему миру, вместе с инструментами анализа данных и вычислительным сервисом интегрированы в единую среду. МВО объединяет все значительные национальные и международные проекты по созданию виртуальных обсерваторий, основная цель которых — объединить существующие архивы наземных и космических обсерваторий и обеспечить исследователям (и общественности) удобный доступ к ним. Эта задача представляется весьма значительной не только из-за колоссального объема астрономических данных, но и их спектрального разнообразия (от рентгена до радио). Каждый спектральный диапазон предоставляет свою, уникальную информацию о небесном объекте или явлении, а также требует специализированной экспертизы для правильной интерпретации. Все это планируется интегрировать в Международной виртуальной обсерватории, что позволит синтезировать данные и использовать их в конкретных научных приложениях.

Практическое осуществление этой деятельности координирует Альянс «Международная виртуальная обсерватория», одним из организаторов и важным участником которого является Российская виртуальная обсерватория.

International Virtual Observatory is a collection of integrated astronomical data archives and software tools that utilize computer networks to create an environment in which research can be conducted. Several countries have initiated national virtual observatory programs that will combine existing databases from ground-based and orbiting observatories and make them easily accessible to researchers. As a result, data from all the world's major observatories will be available to all users and to the public. This is significant not only because of the immense volume of astronomical data but also because the data on stars and galaxies

has been compiled from observations in a variety of wavelengths: optical, radio, infrared, gamma ray, X-ray and more. Each wavelength can provide different information about a celestial event or object, but also requires a special expertise to interpret. In a virtual observatory environment, all of this data is integrated so that it can be synthesized and used in a given study.

This activity is coordinated by the International Virtual Observatory Alliance, a mechanism to facilitate international cooperation. Russian Virtual Observatory is an important member of the Alliance.

Виртуальные обсерватории

В последнее время в связи со значительными достижениями в наблюдательных, регистрирующих и вычислительных технологиях астрономия столкнулась с лавинообразным увеличением количества получаемых данных. Эти наборы данных покрывают небо в различных диапазонах длин волн — от гамма- и рентгеновского диапазона, через ультрафиолетовый, оптический и инфракрасный, до радиодиапазона. Через несколько лет станет существенно проще загрузить на компьютер оцифрованный участок неба, чем ожидать доступа к телескопу. Для решения большинства астрофизических задач даже сейчас накопленного наблюдательного материала уже достаточно. С учетом появления недорогих технологий хранения данных и наличия высокоскоростных сетей концепция мультитерабайтных, беспровных интероперабельных баз данных уже не является надуманной. Все большее и большее количество астрономических каталогов становятся взаимосвязанными, поисковые машины все более и более усложняются, а результаты анализа таких данных становятся столь же богатыми, как и для данных, полученных с реальных телескопов. Предназначенные для обзоров телескопы наземного и космического базирования будут поставлять изображение всего неба за несколько дней и производить, таким образом, данные в объемах, измеряемых в петабайтах. Эти технологические достижения фундаментально изменят характер астрономических исследований, а эти изменения радикально повлияют на социологию самой астрономии.

Изложенные выше проблемы особенно остро встали перед мировым астрономическим сообществом и были осмыслены им к концу прошлого века. В середине 2000 г. на Генеральной ассамблее Международного астрономического союза (МАС) было принято решение

о создании Международной виртуальной обсерватории (МВО), и в рамках Комиссии 5 МАС «Документация и астрономические данные» была образована специальная Рабочая группа по созданию виртуальных обсерваторий, курированию их деятельности и объединению в Международную виртуальную обсерваторию.

За прошедшие годы концепция виртуальной обсерватории (ВО), призванная удовлетворить существующим требованиям к управлению данными, их анализу и распространению, завоевала широкую популярность. ВО - это система, в которой распределенные по всему миру гигантские астрономические архивы и базы данных интегрированы в единую среду вместе с инструментами анализа данных и вычислительным сервисом. Современная астрономия стоит у границ новых открытий, возможности которых предоставляются современными информационными технологиями, а также политической и технической международной кооперацией.

Необходимо отметить, что виртуальные обсерватории являются мощным инструментом демократизации астрономии, поскольку даже небольшие научные, а также образовательные астрономические учреждения получают, по существу, те же возможности для проведения научных исследований на современном наблюдательном материале, что и ведущие астрономические организации мира.

Российская виртуальная обсерватория

Начиная с 2000 г. виртуальные обсерватории стали создаваться в разных странах, и одной из первых появилась Российская виртуальная обсерватория (РВО). Инициаторами создания РВО были Центр астрономических данных Института астрономии РАН и Специальная астрофизическая обсерватория РАН. В настоящее время проект РВО осуществляется на основе соглашения, подписанного директорами Института астрономии РАН, Института проблем информатики РАН, Государственного астрономического института им. Штернберга МГУ и Специальной астрофизической обсерватории РАН.

Научный совет по астрономии Отделения физических наук Российской академии наук в декабре 2001 г. одобрил инициативу создания Российской виртуальной обсерватории, конечной целью которой является обеспечение доступа российских астрономов к обширным источникам данных и метаданных, создаваемых в результате работы наблюдательных проектов. Работы по созданию РВО являются важнейшей частью плана научно-исследовательских работ Секции

Актуальность создания РВО определяется в первую очередь тем, что с распадом СССР российская астрономия практически лишилась инструментальной базы — обсерваторий на юге СССР и оптимальным выходом из сложившейся ситуации является интеграция российского астрономического сообщества в мировую информационную сеть астрономических данных, прежде всего в западные наблюдательные архивы.

Вклад РВО в задачу объединения мировых астрономических ресурсов также может быть весьма значителен. В России действует около 30 астрономических институтов и организаций, многие из которых располагают обширными архивами данных и сотрудничают с ИНАСАН в создании РВО. Одним из преимуществ российских астрономических данных является возможность создания объединенных с данными обсерваторий других стран продолжительных рядов наблюдений, поскольку многие российские обсерватории расположены на противоположной, относительно большинства крупных мировых обсерваторий, стороне земного шара.

Таким образом, основными целями проекта РВО являются предоставление российскому астрономическому сообществу удобного и эффективного механизма доступа к зарубежным источникам данных и объединение российских астрономических информационных ресурсов как важного компонента для интеграции в Международную виртуальную обсерваторию,

Для предоставления российским астрономам удобного доступа к зарубежным источникам данных в Центре астрономических данных (ЦАД) ИНАСАН размещен ряд зеркал известных зарубежных баз данных и поддерживается их функционирование (ADS, VizieR, INES). Планируется зеркалировать в ЦАД другие популярные зарубежные астрономические информационные ресурсы, в том числе важнейшую базу звездных данных SIMBAD. Предусмотрено также зеркалирование в ЦАД некоторых популярных российских астрономических информационных ресурсов, доступ к которым на месте их создания по каким-либо причинам затруднен.

ЦАД также предоставляет доступ к астрономическим off-line ресурсам, так как в фондах Центра постоянно пополняется коллекция компакт-дисков, издаваемых преимущественно ведущими западны-

ми обсерваториями и содержащих астрономические каталоги, базы данных, архивы изображений и другие виды ресурсов, а также вычислительные средства работы с данными.

Проблема интеграции и предоставления зарубежному сообществу исчерпывающего описания формы и содержания российских астрономических информационных ресурсов, выполненных по стандартам Международной виртуальной обсерватории, также решается в рамках информационной системы ЦАД. В частности, завершена работа по созданию структурированного перечня российских (и ряда стран бывшего СССР) астрономических Интернет-ресурсов, ряда ресурсов, предоставляемых в режиме off-line и ресурсов, находящихся в стадии разработки. Перечень, содержащий более 50 оригинальных ресурсов астрономических данных, получил высокую оценку зарубежных коллег и будет постоянно пополняться.

Одним из обязательств ЦАД перед международным сообществом является обработка, проверка и передача в Страсбургский центр данных таблиц данных из статей, опубликованных в русских астрономических журналах, и звездных каталогов, подготавливаемых в российских астрономических организациях, в том числе и каталогов, созданных сотрудниками ЦАД. В ЦАД создаются англоязычные машиночитаемые версии опубликованных российских каталогов, а также осуществляется консультативная помощь авторам при подготовке каталогов.

Создан исчерпывающий двуязычный список российских астрономических учреждений. В список также включены некоторые астрономические организации стран бывшего СССР. Планируется модернизация этого списка с целью облегчения доступа к информации об организациях как отечественным, так и зарубежным пользователям.

В течение ближайших лет в рамках проекта Российская виртуальная обсерватория предполагается осуществить оцифровку фотографических пластинок, накопленных в российских обсерваториях (и некоторых обсерваториях СНГ). В настоящее время работа ведется совместными усилиями ИНАСАН и ГАИШ. Аналогичная работа проводится в обсерваториях Болгарии, Венгрии и Германии. Сканы заносятся в Базу данных, разработанную в Астрономическом институте Болгарской Академии наук. Работы по сохранению информации стеклянных библиотек выполняются под эгидой Международного астрономического союза.

Результаты деятельности по проекту РВО отражены на постоянно обновляющемся веб-сайте РВО <http://www.inasan.rssi.ru/rus/rvo>

Альянс «Международная виртуальная обсерватория»

Для того чтобы Международная виртуальная обсерватория стала реальностью, необходимо определить ее задачи и шаги, требующиеся для их достижения, как координируемые международные усилия. Каждый из существующих национальных проектов имеет собственные научные и технологические задачи. В то время как это разнообразие представляется достаточно благотворным для успеха МВО, существуют также некоторые общие элементы, которые необходимо согласовывать для эффективного конструирования МВО. Большинство таких общих элементов связано со стандартами данных и интерфейсов. Другой вид общих (или используемых совместно) элементов — это пакеты программ и библиотеки исходных текстов. Еще один пример целесообразности международного сотрудничества — проблемы безопасности, финансирование, другие политические вопросы. Достаточно рано на пути создания МВО должны быть решены вопросы стандартов интероперабельности используемых источников данных. Чрезвычайно целесообразными для приобретения доверия широких слоев астрономического сообщества представляются демонстрации новых возможностей виртуальных обсерваторий на различных уровнях сложности. Необходимо предоставить возможности для открытого обмена информацией и опытом между различными ВО проектами. Следовательно, требуется разработать прозрачный для сообщества путь к созданию МВО. Некоторые цели на этом пути уже достигнуты, другие будут достигнуты в ближайшем будущем. ВО сообщество, таким образом, потребовало механизма для облегчения международного сотрудничества в деле достижения общих целей.

Таким механизмом явился Альянс «Международная виртуальная обсерватория». Идея объединить усилия национальных проектов и создать МВО обсуждалась уже на XXIV Генеральной ассамблее Международного астрономического союза (август 2000 г.). В настоящее время в альянсе участвуют 16 проектов. Альянс включает в себя представителей всех финансируемых ВО проектов, которые встречаются и общаются на регулярной основе для согласования решений по общим проблемам и достижения консенсуса при выработке общего базиса, без чего МВО не сможет функционировать. Совещания Альянса происходят два раза в год, причем, поскольку эта международная организация обладает высоким научным авторитетом и

пользуется в мире заслуженным признанием, эти мероприятия проходят на высоком уровне с участием руководителей академий наук и государственных деятелей высокого уровня. Принять у себя совещание Альянса считается большой честью для приглашающей организации, и каждый раз вопрос решается путем конкурса приглашений. В сентябре 2006 г. совещание Альянса прошло в Москве, в Институте астрономии РАН, ГАИШ МГУ и здании Президиума РАН.

ВО как механизм решения научных задач

К настоящему времени в мире созданы и функционируют 16 национальных и международных проектов Виртуальных обсерваторий, наиболее разработанными и хорошо финансируемыми из которых являются Astrogird (Великобритания), объединенный европейский проект Euro-VO и Национальная виртуальная обсерватория США. Их осуществление не лимитируется национальными границами. В проектах используются наблюдательные данные в широком диапазоне длин волн, полученные с космических и наземных инструментов, используемых международным астрономическим сообществом. Цель каждого проекта — вооружить астрономов мощными механизмами современного исследования наблюдательных данных, механизмами, которые могут быть использованы и нашими коллегами из смежных наук.

Возможности, уже предоставляемые современной версией МВО, позволяют решать многие научные проблемы. ВО делает практически осуществимыми исследования, для которых при других обстоятельствах потребовалось бы настолько много времени и ресурсов, что эти исследования стали бы невозможными. Особенно ценным является объединение больших наборов данных по всему спектру электромагнитного излучения, по широкому пространственному и временному диапазонам. Это минимизирует эффекты селекции, которым неизбежно подвержено любое данное наблюдение или обзор, и позволяет получить новые знания, которые содержатся в данных, но не могут быть обнаружены при исследовании индивидуального набора данных. ВО-базирующиеся исследования включают изучение крупномасштабной структуры Вселенной, структуры Галактики, различных астрономических объектов в широком диапазоне временных шкал, длин волн, интенсивностей потоков излучения и других, до этого плохо изученных областей пространства наблюдаемых параметров. ВО также делает возможным поиск редких, необыч-

ных или даже совершенно новых типов астрофизических объектов и явлений. Впервые астрономы могут сверить результаты массивных численных моделирований с равными по объему и сложности наборами наблюдательных данных. Диапазон ВО-исследований простирается от больших, ключевых проектов до поддержки информационного обеспечения и подготовки исходных избранных наборов данных для новых исследований, сфокусированных на интересных задачах как для наземных, так и для космических обсерваторий. Кроме решения специфических научных проблем ВО призвана осуществлять статистико-астрономические исследования с очень большими наборами данных и определять стратегии планирования будущих обзоров и космических миссий.

Заключение

Создание первой очереди Международной виртуальной обсерватории предполагается закончить к 2010 г. В результате осуществления этого проекта российские астрономы смогут с помощью средств РВО получить всю доступную в данное время в мире информацию для интересующего их объекта. В дальнейшем Международная виртуальная обсерватория будет пополняться новыми данными и сервисами, позволяющими решать актуальные научные проблемы.

ОТ ЛИТИЯ ДО УРАНА: ХИМИЧЕСКИЙ СОСТАВ ЗВЕЗД КАК КЛЮЧ К ПОНИМАНИЮ ИХ ФИЗИКИ

Для обзора выбраны четыре химических элемента — литий, кислород, празеодим и уран, наделавшие в последние годы много шума в астрофизическом сообществе. Анализ содержания Li, O, Pr и U в звездах способствовал лучшему пониманию протекающих в них физических процессов, уточнению физических параметров звезд и высветил еще не решенные проблемы физики звезд.

For a review, we select four chemical elements — lithium, oxygen, praseodymium, and uranium which excited the astrophysical community in last years. Determination of the stellar abundances of Li, O, Pr, and U has favoured better understanding of stellar physics and improving stellar parameters and has opened the remaining problems.

Литий

Наиболее старые непроэволюционировавшие звезды нашей Галактики, принадлежащие к ее сферической составляющей или гало, имеют почти постоянное содержание Li и формируют так называемое плато Спитов [1]. Это ожидаемый результат с точки зрения происхождения лития. Согласно современным представлениям Li был синтезирован в первые минуты после Большого Взрыва. Но проблема в том, что теория [2] предсказывает в 2—3 раза более высокое первичное содержание Li, чем наблюдается у старейших звезд. Дефицит Li нельзя объяснить его разрушением в термоядерных реакциях на протозвездной стадии. Еще одна возможность — диффузия атомов, приводящая к гравитационному осаждению лития в подфотосферных слоях и его дефициту в атмосфере. Но у звезд спектрального класса F и более поздних существует конвекция. Может ли диффузия быть эффективной в присутствии конвекции? Корн и др. [3, 4]

изучили содержание Fe, Ca и Mg у звезд шарового скопления NGC 6397. Идея состоит в том, что если диффузия «работает», то на большой шкале времени у непроэволюционировавших звезд атмосферное содержание элемента должно уменьшиться по сравнению с его первоначальным содержанием в веществе, из которого сформировалось шаровое скопление, а у звезд, уже проэволюционировавших до стадии красных гигантов, глубокое перемешивание восстанавливает исходный химический состав атмосферы. Разница в содержании Fe, Ca и Mg между звездами вблизи ГП и красными гигантами была обнаружена. Она составляет от 17 (Ca) до 62 % (Mg) и согласуется с предсказаниями теории диффузии, учитывающей также перемешивание вещества конвекцией. Для Li теория предсказывает уменьшение его атмосферного содержания на стадии ГП примерно в 2 раза, но измерить это невозможно. Литий выгорает в слоях с температурой больше 2.1 млн К, и при перемешивании на стадии красного гиганта в атмосферу выносится вещество, обедненное литием. Используя предсказания теории диффузии, Корн и др. делают вывод, что содержание лития в ранней Галактике согласуется в пределах ошибки определения с выходом лития в первичном нуклеосинтезе.

Кислород

Кислород — третий по распространенности элемент после H и He. В недрах звезд водород и гелий полностью ионизованы, и непрозрачность вещества обусловлена высокозарядными ионами O, C, N, Ne и т. д. Модели внутреннего строения звезд зависят от их содержания. Наблюдения осцилляций Солнца дают уникальную возможность зондирования солнечных недр — построения эмпирических профилей скорости звука и плотности вдоль радиуса. Вместе с наблюдениями солнечных нейтрино они позволяют проверить правильность современных представлений о физике звезд. Благодаря уточнению сечений радиативных процессов и скоростей ядерных реакций в начале нового тысячелетия удалось построить модель Солнца, которая с высокой точностью предсказывает поток выходящих нейтрино, глубину основания конвективной зоны и поверхностное содержание гелия [5, 6]. В расчетах было использовано содержание тяжелых элементов $Z = 0.0194$, полученное Anders & Grevesse [7]. Поэтому астрофизическое сообщество было повергнуто в шок, когда Asplund et al. [8] ревизовали содержание кислорода на Солнце и получили в 1.9 раза более низкое значение по сравнению с данными

Anders & Grevesse. С новым $Z = 0.0126$ модель Солнца не описывает профили скорости звука и плотности вдоль радиуса, разница (наблюдения — теория) намного превосходит ошибки измерений. Как получилось, что для наиболее изученной звезды — Солнца — содержание важнейшего элемента — кислорода — подверглось столь значительной ревизии? В отличие от большинства других химических элементов содержание кислорода в метеоритах не отражает содержание этого элемента на Солнце, поскольку О относится к летучим элементам. Единственный способ измерить содержание О на Солнце — анализ линий кислорода в солнечном спектре. У холодных звезд кислород наблюдается в атомарных линиях [O I] 630 и O I 777 нм и линиях гидроксила ОН. Значение $\log \varepsilon_{\text{O}} = -3.07$, рекомендованное Anders & Grevesse, было получено в рамках классического анализа с использованием всех этих линий. В 1993 г. Kiselman [9] указал на значительные отклонения от ЛТР для триплета O I 777 нм и получил $\log \varepsilon_{\text{O}} = -3.3$. Reetz [10] обратил внимание на блендирование линии [O I] 630 нм линией Ni I и с учетом этого нашел $\log \varepsilon_{\text{O}} = -3.25$. Asplund et al. впервые смогли согласовать содержание, определяемое по разным линиям, использовав трехмерную (3D) модель атмосферы Солнца, полученную из гидродинамических расчетов, и отказавшись от предположения ЛТР. 3D-модель — более холодная в поверхностных слоях, что особенно важно для расчета молекулярных линий. Среднее значение содержания кислорода получилось $\log \varepsilon_{\text{O}} = -3.34 \pm 0.05$. Ревизии подверглось также содержание углерода [11], и снова в меньшую сторону. Спасением для моделей внутреннего строения Солнца может быть только более высокое содержание неона (в 1.5 раза, по оценке Bahcall et al. [12]). Неон вдруг приобрел важное значение. Но фотосферный неон невидим для наблюдателя, а анализ линий коронального происхождения Ne IX $\lambda 124.8$ нм дает значение ниже требуемого: $\log \varepsilon_{\text{Ne}} = -3.89 \pm 0.12$ [13]. Проблема модели Солнца остается нерешенной.

Празеодим

Анализ спектральных наблюдений быстро пульсирующих химически пекулярных (rapidly oscillating chemically peculiar, roAp) звезд в рамках классических предположений обнаруживает большое различие в содержании празеодима, а также других редкоземельных элементов (РЗЭ), определяемого по линиям однократно (Pr II) и двукратно (Pr III) ионизованных атомов [14, 15]. Разница может до-

стигать двух порядков величины, и это нельзя объяснить ошибками наблюдений, атомных параметров, физических параметров звезды. Проблема решается, если отказаться от постулата о химической однородности атмосферы, если предположить, что Rg и другие PЗЭ концентрируются в верхних слоях атмосферы [16–18]. Разделение или стратификация элементов по высоте может быть обусловлена атомной диффузией, предложенной Мишо [19]. Действительно, γ Ar звезды отличаются очень медленным вращением с периодом в десятки лет и наличием умеренного магнитного поля. В их атмосферах нет процессов, препятствующих атомной диффузии. Спектральный мониторинг дает еще один аргумент в пользу химической стратификации. Оказывается, линии Rg и других PЗЭ имеют переменную лучевую скорость с амплитудой от 20 м/с до 1 км/с и периодом от нескольких минут до нескольких десятков минут. Таков же период и слабой (тысячные доли звездной величины) фотометрической переменности. А линии других элементов, например Ca и Fe, не меняют свое положение в спектре. Это указывает на различное положение областей формирования линий PЗЭ и железа. Пульсации затрагивают лишь верхние слои атмосферы, и амплитуда пульсаций растет с высотой. Анализ линий Rg II и Rg III позволяет найти распределение элемента по высоте и изучить пульсационные свойства атмосфер γ Ar звезд.

Уран

Одной из важнейших проблем астрофизики является происхождение и эволюция Галактики. В последние 15 лет идет активный поиск звезд первого поколения. Исходя из современных представлений об эволюции химического состава галактического вещества и на основании эмпирической зависимости «возраст — металличность», построенной по шаровым и рассеянным звездным скоплениям, полагают, что чем меньше содержание металлов в звезде, тем она более старая. Поэтому «охотятся» за звездами с рекордно-низким содержанием металлов. Уже обнаружены звезды с $[\text{Fe}/\text{H}] = -5.3$ [20] и -5.45 [21]. Но сопоставим ли их возраст с возрастом Галактики? Действительно ли они являются свидетелями самых ранних эпох в жизни Галактики? Возраст звезды, не являющейся членом скопления, можно определить по ее положению на эволюционном треке. Но малометаллические звезды, как правило, удаленные, и их светимость измеряется с большой неопределенностью.

В 1994 г. среди звезд с очень низким содержанием металлов была обнаружена звезда CS 22892-052 ($[\text{Fe}/\text{H}] = -3.1$) с большим относительным избытком элементов тяжелее железа [22]. Например, для европия $[\text{Eu}/\text{Fe}] \simeq +1.6$. В ее спектре найдены линии таких редких элементов, как эрбий, лютеций, золото, а также тория. Наиболее распространенный изотоп ^{232}Th является радиоактивным с периодом полураспада $\tau = 14.05$ млрд лет. Сравнение его современного содержания в звезде с начальным в момент формирования звезды дает прямой способ определения возраста. Начальное содержание можно получить из предсказаний теории нуклеосинтеза. Полагают, что в ранней Галактике элементы тяжелее железа синтезируются в быстрых реакциях нейтронных захватов (r -процесс). К настоящему времени найдено около 10 звезд, богатых элементами r -процесса. У двух из них обнаружен еще один элемент с радиоактивным изотопом — уран [23, 24]. Единственная наблюдаемая линия U II $\lambda 385.96$ нм — слаба и неудобна для измерений, но преимуществом урана является меньший период полураспада ($\tau = 4.47$ млрд лет), а значит, более высокая точность определения возраста. Используя отношение Th/U, различные авторы получают возраст CS 31082-001 от 12.5 ± 3 до 15.5 ± 3.2 млрд лет и для BD+17°3248 — 13.8 ± 4 млрд лет. Возраст Вселенной — 13.7 млрд лет [25]. И значит, наблюдаемые звезды с дефицитом металлов действительно свидетели рождения Галактики.

Заключение

Решение обозначенных проблем требует определения содержания химических элементов в звездах с точностью не хуже 25 %. Современные спектральные приборы, установленные на крупных телескопах класса 6—10 м, позволяют получать спектры требуемой точности даже для удаленных объектов. Но точность «наблюдаемых» содержаний зависит не только от ошибок наблюдений, но также и от корректности моделирования теоретических спектров. Много сделано для понимания процессов взаимодействия излучения и вещества, но еще многое предстоит изучить. Неоднородность среды, турбулентные движения, пульсации, магнитное поле — как все это влияет на формирование спектра звезды?

Список литературы

1. *Spite M., Spite F.* // Nature. 1982. Vol. 297. P. 483.
2. *Spergel D. N., Bean R., Doré O. et al.* // Astrophys. J. Suppl. Ser. 2007. Vol. 170. P. 377.
3. *Korn A. J., Grundahl F., Richard O. et al.* // Nature. 2006. Vol. 442. P. 657.
4. *Korn A. J., Grundahl F., Richard O. et al.* // Astrophys. J. 2007. Vol. 671. P. 402.
5. *Christensen-Dalsgaard J.* // Rev. Mod. Physics. 2002. Vol. 74. P. 1073.
6. *Bahcall J. N., Serenelli A. M., Basu S.* // Astrophys. J. 2005. Vol. 621. P. L85.
7. *Anders E., Grevesse N.* // Geoch. & Cosmochim Acta. 1989. Vol. 53. P. 197.
8. *Asplund M., Grevesse N., Sauval A. J. et al.* // Astron. Astrophys. 2004. Vol. 417. P. 751.
9. *Kiselman D.* // Ibid. 1993. Vol. 275. P. 269.
10. *Reetz J.* // Ph. D. Thesis, Ludwig-Maximilians Univ. 1998.
11. *Asplund M., Grevesse N., Sauval A. J. et al.* // Astron. Astrophys. 2005. Vol. 431. P. 693.
12. *Bahcall J. N., Basu S., Serenelli A. M.* // Astrophys. J. 2005. Vol. 631. P. 1281.
13. *Landi E., Feldman U., Doschek G. A.* // Ibid. 2007. Vol. 659. P. 743.
14. *Cowley C. R., Bord D. J.* // The scientific impact of the Goddard High Resolution Spectrograph. ASP Conf. Ser. 1998. Vol. 143. P. 346.
15. *Ryabchikova T. A., Savanov I. S., Malanushenko V. P. et al.* // Astron. Rep. 2001. Vol. 45. P. 382.
16. *Ryabchikova T., Piskunov N., Kochukhov O. et al.* // Astron. Astrophys. 2002. Vol. 384. P. 545.

17. *Mashonkina L., Ryabchikova T. A., Ryabtsev A. N.* // Ibid. 2005. Vol. 441. P. 309.
18. *Mashonkina L., Ryabchikova T. A., Kidiyarova R. et al.* 2008. (Готовится к печати.)
19. *Michaud G.* // Astrophys. J. 1970. Vol. 160. P. 641.
20. *Christlieb N., Bessel M., Beers T. et al.* // Nature. 2002. Vol. 419. P. 904.
21. *Frebel A., Aoki W., Christlieb N. et al.* // Ibid. 2005. Vol. 434. P. 871.
22. *Snedden C., Preston G. W., McWilliam A. et al.* // Astrophys. J. 1994. Vol. 431. P. L27.
23. *Hill V., Plez B., Cayrel R. et al.* // Astron. Astrophys. 2002. Vol. 387. P. 560.
24. *Cowan J. J., Sneden C., Burles S. et al.* // Astrophys. J. 2002. Vol. 572. P. 861.
25. *Spergel D. N., Verde L., Peiris H. V.* // ApJS. 2003. Vol. 148. P. 175.

ПРОБЛЕМЫ СОВРЕМЕННОЙ АСТРОФОТОМЕТРИИ

Главной проблемой, стоящей перед современной астрофотометрией, является повышение точности измерений и редукций. Важнейшими шагами на пути решения этой проблемы являются создание системы стандартов нового типа и стандартизация методов обработки фотометрических измерений.

Main goal of modern astrophotometry is an increasing of accuracy and precision for measurements and processing. It is necessary to create a new type standard system and standartization of reduction technique for approaching the goal.

Введение

Почти все, что мы знаем и можем узнать о небесных телах, мы получаем в результате анализа их электромагнитного излучения. Нас интересует, с какого направления приходит излучение, какова его мощность, как эта мощность распределена по спектру и как эти параметры изменяются со временем. В узком смысле анализ мощности излучения в оптическом диапазоне и составляет предмет астрофотометрии. Астрофотометрия как раздел астрономии возникла во II в. до н. э., когда Гиппарх разделил все звезды на шесть классов по величине.

Астрофотометрия в широком смысле этого понятия — не только получение количественных сведений об электромагнитном излучении небесных тел, но и использование этих знаний для решения разнообразных задач астрономии.

В XX в. астрофотометрические измерения стали особенно важны для астрофизики, так как были развиты методы многоцветной фотометрии звезд, созданы многоцветные фотометрические системы и в некоторых из них были произведены измерения звездных величин и показателей цвета сотен миллионов звезд.

Из всего необъятного круга современных приложений астрофотометрии в астрономии выделим важнейшие области.

Во-первых, как и в древности, звездные величины совместно с координатами служат для целей ориентации и навигации. Только теперь речь идет не об ориентации на поверхности Земли, а об автоматической ориентации и навигации космических аппаратов. Аппарат в космосе должен уметь, направив свои датчики в произвольный участок неба, отождествить звезды, попавшие в поле зрения, определить координаты этого участка и вычислить собственную ориентацию. Сложность заключается в том, что спектральная чувствительность бортовых датчиков, как правило, сильно отличается от общепринятых в астрономии фотометрических полос. Сегодня, как правило, максимум чувствительности этих датчиков находится в красной или инфракрасной области, где ярчайшими звездами будут уже не голубые Сириус с Вегой, а Бетельгейзе и другие, более слабые в визуальной области, красные звезды.

Современная астрофотометрия должна уметь по измерениям в одной части спектра предсказывать реакцию прибора на излучение звезд в любой другой полосе пропускания.

Чтобы решить эту проблему, нужно справиться со второй важнейшей задачей астрофотометрии. Она заключается в том, чтобы на основе многоцветной фотометрии звезд восстановить распределение энергии в их спектрах. Непосредственное получение спектральноэнергетических кривых является сложной и трудоемкой задачей. Невероятно, чтобы распределение энергии в спектре можно было бы получить для сотен миллионов слабых звезд $15\text{--}20^m$. Однако спектральное распределение энергии в большинстве случаев можно восстановить по результатам многоцветной фотометрии. Если эта задача будет решена успешно, то фундаментальная астрофизика получит данные о температуре, светимости и химическом составе атмосфер звезд, а прикладная астрономия — звездные величины в любой напередзаданной полосе реакции приемника. Задача восстановления распределения энергии в спектре звезд по фотометрическим данным тесно связана с задачей спектральной классификации.

Современную астрофизику трудно представить без фотометрических исследований переменных звезд. Это третья важнейшая задача астрофотометрии. Изучение многочисленных и разнообразных эффектов переменности звезд было и остается крайне необходимым для понимания строения и эволюции звезд и звездных систем. В последнее время возникает все больше задач, требующих предель-

но высокой фотометрической точности. Это изучение радиальных и нерадиальных пульсаций звезд на разных гармониках, задачи астроросейсмологии и многое другое.

И наконец, четвертая важнейшая задача связана с тем, что на совершенно новые рубежи вышла современная астрометрия. В последние десятилетия с Земли и из космоса было получено около миллиона измерений точных положений и собственных движений ярких звезд и измерены точные параллаксы практически всех звезд, удаленных на расстояние до 200 пк от Солнца. Современная точность астрометрии — это примерно $0.002''$. На повестку дня выходят задачи получения астрометрических данных с погрешностями, не превосходящими $0.00001''$. Но поскольку изображение объекта различно в различных длинах волн, то эту задачу нельзя решить, если не располагать данными высокоточной многоцветной фотометрии.

Перечисленные выше задачи имеют важнейшее значение для современной фундаментальной и прикладной астрономии. Для их решения необходимо создать соответствующие фотометрические системы для наблюдений с поверхности Земли и из космоса. Ключевым вопросом здесь является повышение фотометрической точности как в случайном, так и в систематическом отношении. Задача повышения точности напрямую связана с созданием систем фотометрических стандартов и калибровкой результатов измерений.

Классификация методов астрфотометрии

В фотометрии всегда измеряется отношение энергетических потоков двух источников излучения в некоторой спектральной полосе.

В зависимости от поставленных задач методы астрфотометрии можно разделить на несколько классов.

В тех случаях когда результаты измерений выражаются непосредственно в единицах мощности, приходящей от источника на небе на определенную площадь в определенном спектральном интервале, говорят об *абсолютной* астрфотометрии. Абсолютные измерения ведутся путем сравнения с эталонами спектральной плотности энергетического потока или энергетической освещенности. При подобных

измерениях приходится делать большое количество промежуточных калибровок, в результате чего возникают значительные систематические ошибки. Они особенно велики при измерениях в ультрафиолетовой области, где могут достигать десятков процентов.

Ситуация упрощается, если для одной или нескольких звезд, обычно называемых *стандартами*, уже заданы либо распределение энергии в спектре, либо величины во всех спектральных полосах используемой многоцветной фотометрической системы. Тогда результаты сравнения выражаются в долях энергии излучения стандарта. Если для стандарта проведена абсолютная калибровка, то и для исследуемой звезды можно сделать в каждой полосе оценку энергетического потока в эргах в секунду, ваттах и т. п. Подобные измерения уместно называть *абсолютно-относительными*. Систематические ошибки абсолютизации потоков стандарта в этом случае входят одинаковым образом в измерения всех звезд.

Во многих случаях абсолютной калибровки величин стандарта не имеется. Как правило, стандарту априори присваиваются произвольные звездные величины во всех полосах используемой фотометрической системы. Конечно, эти величины выбираются похожими на те, к которым мы привыкли раньше. Собственно, аналогичным способом поступил когда-то Гиппарх, приписав ярчайшим звездам неба класс 1, а слабейшим — класс 6. Такие астротометрические измерения назовем *относительными*.

По величине, характеризующей погрешности измерений, можно выделить четыре класса точности астротометрии.

К первому классу отнесем измерения, не требующие высокой точности. Назовем такие измерения *пороговыми*. К пороговым, например, относятся измерения с целью обнаружения переменных с большими амплитудами блеска (Новые, сверхновые и пр.). Для таких измерений даже погрешность в целую величину может не играть существенной роли. Будем считать, что фотометрия относится к классу пороговой, если сумма случайных и систематических ошибок в смысле среднеквадратичной погрешности превышает $\pm 0.1^m$. Для пороговых измерений практически не требуется учитывать зависимость разности блеска звезд от спектрального состава их излучения, от ширины и формы кривых реакции фотометрической системы и т. п. Как правило, пороговая фотометрия — это единственный способ получить данные о наиболее слабых звездах, доступных конкретному телескопу.

Ко второму классу отнесем *грубые* измерения. Этим термином следует называть фотометрию со среднеквадратичной погрешностью $0.03\text{--}0.09^m$. Это типичная точность хороших оценок блеска по фотопластинкам. Для получения грубых измерений достаточно простейших методов учета аппаратурных и атмосферных эффектов.

Переходя к третьему классу, который будем называть *точной* астрофотометрией, напомним, что отклик фотоэлектрического приемника G пропорционален интегралу по ширине полосы фотометрической системы от произведения функции распределения энергии в спектре измеряемой звезды $E(\lambda)$ на полную кривую реакции приемника $T(\lambda)$ и, в случае наземных измерений, на кривую спектрального пропускания земной атмосферы $p(\lambda)$ в данном направлении:

$$G \sim \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E(\lambda)T(\lambda)p(\lambda)d\lambda. \quad (1)$$

В звездных величинах m это уравнение записывается в виде

$$m = \text{const} - 2.5 \lg \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E(\lambda)T(\lambda)p(\lambda)d\lambda. \quad (2)$$

Полная кривая реакции приемника формируется кривой квантовой эффективности детектора и кривыми спектрального пропускания и отражения оптических элементов, включая светофильтры.

Точная фотометрия характеризуется среднеквадратичной погрешностью $0.02\text{--}0.005^m$. Для достижения такого результата как при измерениях, так и в процессе обработки необходимо применять специальные методы, в число которых, в частности, входит итерационный метод учета атмосферной экстинкции, разработанный Халиуллиным и Мошкалевым [1]. Получить измерения разности величин с погрешностью порядка $\pm 0.01^m$ несложно, если речь идет о дифференциальной фотометрии звезд в небольшой области на небе, на временных интервалах, не превышающих одной ночи для звезд со сходными спектрами. Однако трудности многократно возрастают, когда требуется сравнивать потоки от звезд различных спектральных типов, расположенных в разных частях небесной сферы (например, в северном и южном полушариях) на протяжении длительных интервалов времени.

Еще более строгие требования возникают, если задаться целью получать *высокоточные* фотометрические измерения с суммарной среднеквадратичной ошибкой менее $\pm 0.005^m$. И хотя нет принци-

альных причин, чтобы добиться погрешности $\pm 0.001^m$, на практике этот предел пока еще труднодостижим.

Вместе с тем задач, требующих высочайшей точности фотометрических измерений, становится все больше. Как уже было сказано, к ним относится задача достижения современной астрометрией микроарксекундной точности координат и параллаксов звезд. Поскольку оптические аберрации зависят от длины волны, получение точных координат прямо и непосредственно связано с задачей точного измерения звездных величин и показателей цвета. Чтобы получить измерения с погрешностью порядка 10—100 угловых микросекунд, нужны показатели цвета с погрешностью не хуже 0.001—0.003^m.

К задачам, требующим очень точной фотометрии, относится также задача обнаружения фотометрическими методами планет вне Солнечной системы.

Причины потери точности

Есть целый ряд причин, приводящих к потере точности.

Сравнительно просто обстоит дело со случайными ошибками, такими как фотонный шум. Борьба с этими ошибками и соответственно увеличивать отношение сигнал/шум можно увеличением числа накопленных фотонов. Правда, для этого нужно увеличивать либо время накопления сигнала, либо размер питающей оптики. Увеличивать время накопления можно тогда, когда есть уверенность, что свойства сигнала не изменяются за время накопления. Другими словами, если нас не интересуют вариации сигнала, происходящие на временных интервалах менее времени экспозиции. Увеличивать размер телескопа трудно и дорого.

Если измерения ведутся через атмосферу в совершенно ясную погоду, то, на первый взгляд, для того, чтобы получить ошибку, не превышающую 1 %, достаточно накопить за время экспозиции 10 000 единиц отклика. Если производить измерения с помощью классического фотоэлектрического фотометра с фотоумножителем на телескопе с диаметром главного зеркала около 1 м и применять метод счета фотонов, то для ярких звезд поток в 10 000 импульсов будет накоплен за доли секунды. К сожалению, это не означает, что уже достигнута ошибка менее 1 %. Дело в том, что временной спектр мерцаний звезд даже на высокогорных обсерваториях содержит низкочастотные составляющие не пренебрежимой амплитуды на характерных временах до 5—6 с. Поэтому при наблюдениях с Земли ре-

комендуется использовать времена накопления не менее 6, а лучше 10 с. Этот эффект зависит от размера входной апертуры и особенно существен для телескопов малого и среднего размера.

При точной и тем более высокоточной фотометрии главную роль начинают играть методы выявления и учета систематических ошибок. Как следует из уравнения (1), неизвестность и непостоянство полной кривой реакции приемника будет приводить к возникновению систематических ошибок при определении разности звездных величин. Аналогично ошибки будут возникать от незнания или от переменности спектра звезды. Подчеркнем, что речь идет не только о том, чтобы получить данные в собственной инструментальной фотометрической системе, но и о том, чтобы все результаты фотометрических наблюдений были бы представлены в единой стандартной системе, в которой было бы легко (и правильно!) сравнивать свои результаты с результатами других авторов.

Надежная трансформация между различными фотометрическими системами также требует точных измерений.

Точность фотометрии в обзорных каталогах звезд

Как ни странно, только небольшое число каталогов, содержащих значительное число звезд, может считаться источником точных и высокоточных фотометрических данных. Гигантские обзоры, выполненные на основе сканов фотографических пластинок, имеют существенные случайные и еще большие систематические ошибки. Это типичные примеры пороговой фотометрии.

Многочисленные измерения, выполненные разными авторами в системе UBV , как правило, имеют внутреннюю точность, удовлетворяющую требованиям к точным каталогам. Однако эти данные не выдерживают критики с позиции систематических ошибок. Даже ряды наблюдений одних и тех же звезд, выполненные самим Джонсоном сходятся друг с другом со стандартной ошибкой не лучше, чем 0.02^m . Результаты же, полученные разными авторами, могут различаться существенно более. На рис. 1 показано сравнение двух фотометрий звезд в рассеянном скоплении Гиады. Одни измерения выполнены в 1955 г. Джонсоном и Нуклсом [1], а другие — Ангреном и Вайсом [2] в 1977 г. В этих работах имеется 30 общих звезд в интервале звездных величин между 7^m и 11^m . Видно, что между фотометриями существует большая систематическая разница как в звездных величинах, так и в показателях цвета. Это подчеркивает,

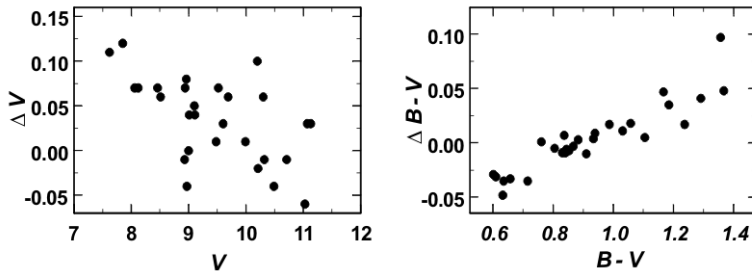


Рис. 1. Сравнение фотометрий звезд Гиад в работах [1] и [2]. На левой панели по оси абсцисс — звездная величина V по данным [2], по оси ординат — разность звездных величин в этих работах. На правой панели — аналогичный график для показателя цвета $B - V$

что процедура перевода на стандартную систему UBV не определена. Такие результаты ни с какой точки зрения нельзя считать удовлетворительными.

То же самое можно сказать о каталогах, выполненных в среднеполюсной системе $ubvy\beta$ Стремгрена. Каталоги, составленные на основе измерений разных авторов, плохо сходятся друг с другом. Очевидно, что причинами этого являются плохое знание инструментальных кривых реакции, несовершенство методики приведения величин на стандартную систему и отсутствие достаточно однородной системы стандартов по всему небу. О требованиях к стандартам мы будем говорить позже, здесь же отметим, что та ситуация со стандартами, которая была удовлетворительной во времена Джонсона, не может считаться нормальной в XXI в.

Недостатки, связанные с неоднородностью системы стандартов и трудностями привязки звездных величин к стандартам, достаточно далеко отстоящих от исследуемых звезд, оставили отпечаток и на такой работе, как измерение более чем 15 тыс. звезд в Вильнюсской системе. Эта система, задуманная вначале как чисто колориметрическая, опирается на величины V стандартов системы UBV и унаследовала все их недостатки.

По настоящему высокоточная фотометрия в настоящее время содержится только в трех каталогах. Первый — «Каталог WBVR-

величин ярких звезд северного неба» [3], созданный в ГАИШ на основе наблюдений почти 14 тыс. звезд, проведенных в Тянь-Шаньской высокогорной обсерватории близ Алма-Аты. Второй — каталог величин H_r , полученный в ходе космического эксперимента Hipparcos [5]. Практически все звезды WBVR-каталога содержатся в обзоре Hipparcos. Было показано [6], что после исключения двойных и переменных звезд, а также немногочисленных наблюдений с грубыми ошибками стандартное отклонение разностей наблюдаемых и вычисленных величин H_r равно 0.0048^m . Этот результат получен по выборке из примерно 7 тыс. общих звезд. Аналогичные полиномы были составлены и для аппроксимации величин V_T и B_T , содержащихся в каталоге Tycho. Сравнение величин V и V_T показало, что стандартное отклонение для разностей наблюдаемых и вычисленных величин V_T равно 0.0044^m , а для разностей показателей цвета $(B - V) - (B_T - V_T) = 0.0089^m$. Отсюда следует, что и данные Тянь-Шаньского WBVR-каталога, и фотометрические результаты в каталогах Hipparcos и Tycho удовлетворяют введенному выше определению высокоточных каталогов.

В 2006 г. стал доступен полностью фотометрический обзор всего неба, выполненный в трех инфракрасных полосах J , H и K_s , полученный в результате выполнения проекта 2MASS [7]. Каталог 2MASS, содержащий данные о почти 500 млн объектов, разумеется, сразу привлек внимание астрофотометристов. Предварительное сравнение величин общих звезд в 2MASS и в Тянь-Шаньском WBVR-каталоге (т. е. для звезд с $5^m < V < 7.0^m$) показали, что для этих звезд типичная ошибка величины J равна 0.04^m .

Система стандартов нового типа

Успех эксперимента Hipparcos и подготавливаемые новые обзорные проекты побуждают астрономов к тому, чтобы была достигнута еще более высокая точность фотометрических и спектрофотометрических измерений. Сегодня многие коллективы исследователей в разных странах планируют осуществить обзоры неба. Несомненно, что в ближайшие десятилетия будут проведены по крайней мере 10—20 обширных наземных и космических обзоров с разными целями. На данном этапе речь может идти о точности 0.001 — 0.003^m как в случайном, так и в систематическом смысле.

Нам представляется, что цель современной звездной фотометрии состоит в том, что она должна превратиться из раздела практиче-

ской астрофизики в часть астрономической метрологии, как это давно имеет место в астрометрии.

Очевидно, что новые обзоры будут выполнены в разных фотометрических системах. Безусловно, что возникнет потребность сравнивать эти данные друг с другом. Без этого нельзя оценить ни случайные, ни систематические ошибки. Каждая такая фотометрическая система будет нуждаться в собственных стандартах.

Поэтому возникает задача создать такую систему стандартов по всему небу, которая могла бы обслуживать любую (или почти любую) фотометрическую систему, была бы пригодна для любой фотометрической полосы.

Очевидно, что идеальными стандартами является набор звезд, для которых известно точное распределение энергии в спектре в необходимом спектральном интервале. Для таких стандартов сравнительно легко вычислить величины в любой фотометрической полосе. Такой набор данных об этих звездах мог бы служить опорой для любой фотометрической полосы. Его можно было бы назвать *фотометрической системой отсчета*.

Чтобы при наблюдениях всегда можно было бы привязать к опорным звездам любое фотометрическое измерение, нужно, чтобы объем системы стандартов достигал нескольких миллионов звезд в обоих полушариях — от ярчайших до звезд, скажем, 15^m . Получить такое огромное количество высокоточных спектров не представляется возможным. Однако к этому идеалу можно приблизиться при дополнительном условии. Отобрать в стандарты только звезды с «типичными» распределениями энергии; тогда их распределение энергии можно будет восстановить из фотометрических измерений в небольшом числе достаточно широких фотометрических полос.

Повторим, что астротометрия всегда имеет дело со сравнением световых потоков от двух источников в инструментальной фотометрической системе, определенной кривыми реакции инструмента совместно с изменяющейся функцией пропускания земной атмосферы. Таким образом, наблюдения всегда проводятся в разных фотометрических полосах и полученные результаты должны быть переведены в унифицированную систему, определенную установленными кривыми реакции и нуль-пунктом.

Следовательно, основной задачей стандартизации фотометрических измерений становится задача создания каталога таких звезд, величины которых можно было бы легко перевести в любую наперед заданную фотометрическую систему без потери точности. По

аналогии с терминами, используемыми в астрометрии, такой каталог следует назвать *фундаментальным фотометрическим каталогом*.

Использовать опорную систему можно следующим образом. Измерив несколько десятков или сотен стандартов из фундаментального каталога с помощью вашей аппаратуры, вы получаете уравнение трансформации. Применяя это уравнение ко всем опорным стандартам, вы получаете сотни тысяч стандартов в вашей собственной фотометрической системе, распределенных по всей небесной сфере и имеющих высокую точность.

Фундаментальный фотометрический каталог должен быть создан путем тщательного сравнения большого числа отдельных каталогов. В процессе этого сравнения необходимо выявить и устранить систематические ошибки этих каталогов.

На практике фотометрическая система отсчета понимается как набор моделей, соглашений и предписаний, которые нужно использовать, чтобы из наблюдений получить для любого момента времени фотометрические свойства приемной аппаратуры, параметры пропускания земной атмосферы и величины программных звезд в утвержденных фотометрических полосах.

Система опорных фотометрических стандартов должна удовлетворять следующим требованиям.

Система должна быть стабильной. Необходимо контролировать стабильность параметров всех звезд из фундаментального каталога. Их возможные вариации блеска и переменность спектра должны быть тщательно изучены.

Система должна быть удобна для использования. Для этой цели должна быть создана достаточно плотная сетка стандартов на всем небе. В идеале число опорных объектов должно было бы достигать 1–6 млн. В таком случае при использовании большого наземного телескопа в его поле зрения, размер которого обычно составляет $10'$, в среднем содержалось бы 1–4 опорных объекта.

Система должна содержать стандарты в различных диапазонах звездных величин. Наиболее яркие стандарты должны быть изучены по особой программе. Величины стандартов, принадлежащих различным диапазонам блеска, должны быть хорошо скоординированы друг с другом.

Система должна поддерживать высокую внутреннюю точность. Обычная точность индивидуального наземного наблюдения равна 0.01^m . Стандарты опорной системы должны быть измерены в 3–10 раз точнее.

Система должна быть свободна от систематических ошибок. В систематическом отношении точность опорных стандартов не должна зависеть ни от положения на небе, ни от блеска и показателя цвета, ни от других параметров

Звезды-стандарты должны удовлетворять следующим требованиям.

- их величины должны быть неизменны с точностью $0.001-0.003^m$;
- распределение энергии в спектрах звезд-стандартов должно обеспечивать простую и однозначную трансформацию из инструментальной фотометрической системы в стандартную и обратно, а также из стандартной системы в любую другую фотометрическую систему;
- средняя ошибка такой трансформации должна быть менее, чем $0.001-0.003^m$; поэтому, в частности, двойные и кратные звезды должны быть исключены.

Чтобы осуществить такую систему должны быть определены и утверждены следующие модели, параметры и методы:

- набор кривых реакции внеатмосферных фотометрических полос;
- модели атмосферной экстинкции;
- набор распределений энергии в спектрах звезд-стандартов из фундаментального каталога;
- метод уточнения атмосферной экстинкции;
- метод трансформации величин между системами;
- метод контроля кривых реакции, использующий наблюдения стандартов в рекомендованных полосах.

Только комбинация всех этих условий позволит создать опорную систему фотометрических стандартов, удовлетворяющую современным требованиям точности.

Заключение. «Ли́ра-Б»

Важным этапом создания фундаментального фотометрического каталога может стать осуществление одного (а лучше нескольких!) наземного и космического обзорных проектов, ставящих перед собой задачу получения высокоточной фотометрии и ведения измерений объектов от самых ярких до примерно 15^m .

Одним из таких проектов должен стать российский космический фотометрический эксперимент «Ли́ра-Б», предусматривающий размещение автоматического фотометрического телескопа на борту международной космической станции.

Список литературы

1. Мошкалева В. Г., Халиуллин Х. Ф. Итерационный метод учета атмосферной экстинкции при фундаментальной гетерохромной астрофотометрии // Астрон. журн. 1985. Т. 62. С. 1001.
2. Johnson H. L., Knuckles C. F. The Hyades and Coma Berenices Star Clusters // Astrophys. J. 1955. Vol. 122. P. 209.
3. Uppgren A. R., Weis E. W. Photometry of new possible members of the Hyades cluster // Astronom. J. 1977. Vol. 82. P. 978.
4. Корнилов В. Г., Волков И. М., Захаров А. И. и др. Каталог WBVR-величин ярких звезд северного неба. /Под ред. В. Г. Корнилова // Тр. ГАИШ. М., 1991. Т. 63.
5. ESA: 1997, The Hipparcos and Tycho Catalogues, ESA SP—1200, v.1—17.
6. Mironov A., Zakharov A. Systematic Errors of High- Precision Photometric Catalogues // Astrophys. and Space Sci. 2002. Vol. 280. Iss. 1/2. P. 71.
7. Skrutskie M. F. , Cutri R. M. , Stiening R. et al. The Two Micron All Sky Survey (2MASS) // Astronom. J. 2006. Vol. 131. P. 1163.

ПРОБЛЕМА N ТЕЛ В ЗВЕЗДНОЙ ДИНАМИКЕ

Представлен краткий обзор основных результатов численных исследований задачи N тел в применении к динамике звездных систем.

A short review of main results of numerical simulations in the N -body problem in applications to the stellar dynamics is presented.

Введение

Эволюция звездных систем в значительной мере определяется гравитационным взаимодействием звезд друг с другом и с межзвездной средой. Это взаимодействие в некотором приближении можно описать в рамках гравитационной задачи N материальных точек.

Уравнение движения i -й точки ($i = 1, 2, \dots, N$) имеет вид

$$\ddot{\mathbf{r}}_i = -G \sum_{j=1, j \neq i}^N \frac{m_j (\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)}{|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|^3}, \quad (1)$$

где G — гравитационная постоянная; m_j — масса j -й точки; \mathbf{r}_i и \mathbf{r}_j — радиусы-векторы i -й и j -й точек. Систему уравнений вида (1) можно записать как систему $6N$ дифференциальных уравнений первого порядка для координат и скоростей тел.

Аналитическое решение системы уравнений вида (1) удалось получить только при $N = 2, 3$ и в некоторых частных случаях при $N > 3$. К тому же решение при $N = 3$ оказывается практически неприменимым из-за очень медленной сходимости рядов.

Однако для решения задачи Коши системы (1) с определенными начальными условиями можно использовать численное интегрирование. Первое численное решение задачи трех тел было выполнено Стремгреном в 1900 г. Первые численные решения звездной задачи N тел на компьютере были получены фон Хернером в 1960 г.

Он рассмотрел динамическую эволюцию групп звезд, состоящих из $N = 4, 8, 12, 16$ компонентов.

К настоящему времени число статей, посвященных численному моделированию динамической эволюции систем N тел, измеряется тысячами. Модели N тел (N -body simulations) используются при изучении динамики кратных звезд, звездных скоплений, галактик и систем галактик. В данном обзоре кратко рассматриваются различные методы. Для более подробного ознакомления с этой проблематикой можно рекомендовать следующую литературу.

1. *Aarseth S. J.* Gravitational N-body simulations. Tools and algorithms. Cambridge Univ. Press. Cambridge, 2003.
2. *Valtonen M. J., Karttunen H.* The three-body problem. Cambridge Univ. Press. Cambridge, 2006.
3. *Орлов В. В., Сотникова Н. Я.* Численные эксперименты в звездной динамике // *Астрономия: традиции, настоящее, будущее.* СПб., 2007. С. 169—197.

Где встречается проблема N тел?

Гравитационная задача N тел так или иначе появляется практически во всех разделах звездной динамики и во многих областях астрофизики. Перечислим те классы астрономических объектов, к которым применялись результаты численного моделирования в рамках гравитационной задачи N тел (в ряде случаев с учетом дополнительных сил и эффектов): кратные звезды, рассеянные скопления, шаровые скопления, взаимодействующие галактики, группы галактик, скопления галактик, Метагалактика, кратные радиоисточники в ядрах галактик, эллиптические галактики, дисковые галактики, бары галактик, спиральная структура, планетные системы, протопланетное облако, сталкивающиеся и сливающиеся звезды, кратные протозвезды с дисками. По-видимому, это далеко не полный перечень объектов. Но даже глядя на него, мы можем оценить неисчерпаемость задачи N тел.

«Подводные камни» и борьба с ними

Проблема N тел очень просто формулируется. Однако при численном интегрировании системы уравнений (1) мы сталкиваемся с

рядом трудностей. Главная трудность связана с тесными сближениями тел. Если происходит тесное сближение двух или нескольких тел, то правые части уравнений (1) для сближающихся тел становятся очень большими по абсолютной величине, что приводит к быстрому накоплению ошибок вычислений.

Самый простой способ борьбы с этой сингулярностью — введение в уравнения (1) «смягчающих» поправок ε_i и ε_j :

$$\ddot{\mathbf{r}}_i = -G \sum_{j=1, j \neq i}^N \frac{m_j(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)}{(|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|^2 + \varepsilon_i^2 + \varepsilon_j^2)^{3/2}}. \quad (2)$$

По сути дела, вместо взаимодействия материальных точек мы рассматриваем взаимодействие протяженных тел с распределением плотности, соответствующим модели Пламмера:

$$\rho(r) \propto \frac{1}{(r^2 + \varepsilon^2)^{5/2}}. \quad (3)$$

Уравнения (2) остаются регулярными даже при лобовых столкновениях тел.

Другой способ борьбы с особенностями уравнений (1) — регуляризация уравнений движения. Основная идея регуляризации — замена переменной интегрирования (времени) и одновременное преобразование координат и скоростей тел таким образом, чтобы избежать сингулярности уравнений движения при тесных сближениях тел. Заметим, что регуляризация позволяет обходить даже двойные соударения тел, поскольку они допускают аналитическое продолжение. Однако тройные соударения и соударения большего числа тел представляют собой существенную особенность, поэтому регуляризовать их, как правило, не удается.

Еще один «подводный камень» численных экспериментов — ошибки интегрирования. Можно выделить два основных сорта ошибок: ошибки усечения и ошибки округления. Первые связаны с заменой дифференциальных уравнений на разностные. Вторые — с конечной разрядной сеткой. При большом шаге интегрирования преобладают ошибки усечения, а при мелком — ошибки округления. По-видимому, имеется оптимальный диапазон значений шага, в котором суммарные ошибки округления и усечения минимальны.

Контроль вычислений часто осуществляется по сохранению интегралов движения. Наиболее чувствительны к ошибкам интегралы

энергии и углового момента. Однако сохранение интегралов не гарантирует устойчивости решения по Ляпунову. Численное решение может сколь угодно далеко отклониться от истинного решения, оставаясь при этом в малой окрестности гиперповерхности постоянных интегралов. Дополнительными контролями точности могут служить обратный пересчет и согласие его результатов и начальных условий задачи, а также согласие результатов вычислений с различными значениями параметров точности интеграторов или вычислений, выполненных разными методами.

Выбор метода численного интегрирования зависит от конкретной задачи. Для вычислений с высокой точностью рекомендуется использовать методы высоких порядков типа метода Эверхарта или Рунге-Кутты 10-го порядка. Если очень высокая точность не требуется, то можно использовать методы более низких порядков (например, метод Рунге-Кутты 4-го порядка) или применять интеграторы высокого порядка с крупным шагом.

Обзор численных методов

Модели N тел, которые используются в численных экспериментах, можно условно разделить на три класса:

1. Абстрактные задачи (задача N тел, модельные потенциалы, сплошные среды).
2. Реалистичные модели наблюдаемых систем (группы звезд, звездные скопления, галактики, группы и скопления галактик, Метагалактика).
3. Модели конкретных наблюдаемых объектов (кратные звезды, звездные скопления, галактики и группы галактик).

Ниже перечислено несколько методик, которые широко используются при моделировании динамической эволюции звездных, газовых и газо-звездных систем.

1. Прямое численное решение системы дифференциальных уравнений задачи N тел (методы прямого суммирования гравитационной силы).
2. Методы «частица-ячейка».
3. SPH-схемы и химико-динамические модели.

4. Иерархические алгоритмы (tree codes).
5. «Смягчающая добавка» в потенциал.
6. Регуляризация уравнений движения.
7. Специализированные компьютеры серии GRAPE и HARP.

При построении реалистичных моделей звездных систем следует учитывать целый ряд дополнительных эффектов: звездную эволюцию, приливное взаимодействие, слияния звезд, внешние поля, динамическое трение о межзвездную среду, аккрецию, звездообразование и химическую эволюцию.

Имеется ряд пакетов и программ для численного моделирования систем N тел. Некоторые из них перечислены ниже.

1. Пакет NEMO.
2. Пакет GADGET.
3. Пакет STARLAB.
4. Программы NBODY1-NBODY6, CHAIN, QUAD и TRIPLE.

Результаты моделирования тройных звездных систем

Начнем с наиболее простых систем трех тел. Ниже приведена классификация типов движений в тройных системах. Эта классификация в значительной степени основана на результатах численных экспериментов.

1. Системы с положительной полной энергией $E > 0$.

Прохождение одиночных тел.

Захват.

Пролет — рассеяние.

Разрушение двойной — ионизация.

Обмен — перезарядка.

2. Системы с отрицательной полной энергией $E < 0$.

Рассеяние.

Обмен.

Резонансное рассеяние.

Устойчивое обращение.

Осцилляции и тройные соударения.

Классификация типов движения для тройных систем с отрицательной полной энергией более богата, чем для систем с положительной энергией. Отдельные классы представлены ниже.

1. Устойчивые системы.

Устойчивые иерархические системы.

Периодические орбиты.

Устойчивые движения в окрестности устойчивых периодических орбит.

2. Неустойчивые системы.

Тройное сближение.

Простое взаимодействие.

Выброс с возвратом.

Уход — финальное состояние.

Смена различных типов состояний (сближений, простого взаимодействия и выбросов) происходит в ходе динамической эволюции неустойчивых тройных систем. Финальным состоянием таких систем является уход одного из тел по гиперболической орбите.

Статистический анализ результатов численного моделирования динамики неустойчивых тройных систем позволил сформулировать ряд закономерностей для процесса распада тройных систем. Они сводятся к следующим.

1. В большинстве случаев эволюция тройных систем завершается распадом.
2. Финальные двойные, как правило, имеют сильно вытянутые орбиты; распределение эксцентриситетов можно аппроксимировать законом $f(e) = 2e$.
3. Распад, как правило, происходит после тесного тройного сближения тел.
4. Увеличение различия масс тел ускоряет процесс распада.

5. Увеличение момента вращения замедляет процесс распада.
6. Среди вращающихся систем есть популяция систем с ограниченными движениями.

Среди вращающихся тройных систем выделяется популяция устойчивых по Лагранжу иерархических систем с ограниченными движениями. В литературе имеется ряд аналитических критериев устойчивости тройных систем. Один из них был недавно получен в [1]:

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

$$Q_c = 3 \left(1 + \frac{m_3}{m_1 + m_2} \right)^{1/3} \left(\frac{7}{4} + \frac{1}{2} \cos i - \cos^2 i \right)^{1/3} (1 - e_{\text{out}})^{-1/6}, \quad (4)$$

где a_{out} и a_{in} — большие полуоси внешней и внутренней двойных; e_{out} и e_{in} — эксцентриситеты орбит этих двойных; i — взаимный наклон между орбитальными плоскостями двойных; m_3 — масса удаленного компонента; m_1 и m_2 — массы компонентов внутренней пары. Тройная система устойчива, если выполняется неравенство (4).

Еще один очень интересный класс орбит в тройных системах — периодические орбиты. В последние годы разработан новый метод поиска периодических орбит в плоской задаче трех тел с помощью минимизации функционала действия:

$$A = \int_0^T (K + U) dt. \quad (5)$$

Здесь T — период орбиты, K — кинетическая энергия, U — потенциал. Таким способом была найдена знаменитая периодическая орбита «восьмерка» [2].

Динамика малых групп и скоплений

Теперь перейдем к обзору результатов численного моделирования систем большей кратности. Ниже сформулированы основные закономерности статистического исследования динамики малых неиерархических групп звезд, состоящих из нескольких или нескольких десятков компонентов.

1. Как правило, эволюция завершается формированием финальной двойной.

2. Распределение эксцентриситетов двойных удовлетворяет закону $f(e) = 2e$.
3. В 5—20 % случаев в финале образуется устойчивая тройная система с сильной иерархией $a_{\text{in}}/a_{\text{out}} = 1 : 20$.
4. Орбиты подсистем в финальных тройных системах обычно некомпланарны.
5. Характеристики финальных двойных и кратных систем в целом согласуются с данными наблюдений широких двойных и кратных звезд.
6. Скорости ухода звезд из группы могут достигать десятков км/с (так можно объяснить феномен «звезд-бегунов»).

Сформулируем основные особенности динамической эволюции звездных скоплений.

1. В ходе эволюции происходит формирование структуры ядра—гало.
2. При этом происходит сегрегация масс: более тяжелые звезды в основном концентрируются в ядре скопления.
3. В ядре часто образуются тесные двойные системы.
4. Распределение скоростей примерно изотропно в ядре, в то время как на периферии преобладают радиальные движения.
5. Релаксация скоплений происходит главным образом за счет двойных и кратных сближений.
6. Диссипация звезд из скоплений происходит в результате кратных сближений (в том числе двойных звезд с одиночными и двух двойных).

Следует заметить, что основные механизмы диссипации звезд из рассеянных скоплений описываются в рамках задачи нескольких тел. Пример эволюции рассеянного скопления показан на рис. 1. Видно образование короны у скопления и постепенное его разрушение. Из корон рассеянных скоплений формируются так называемые шлейфы — потоки звезд размерами в сотни парсек, которые движутся вдоль орбиты скопления в Галактике длительное время (порядка

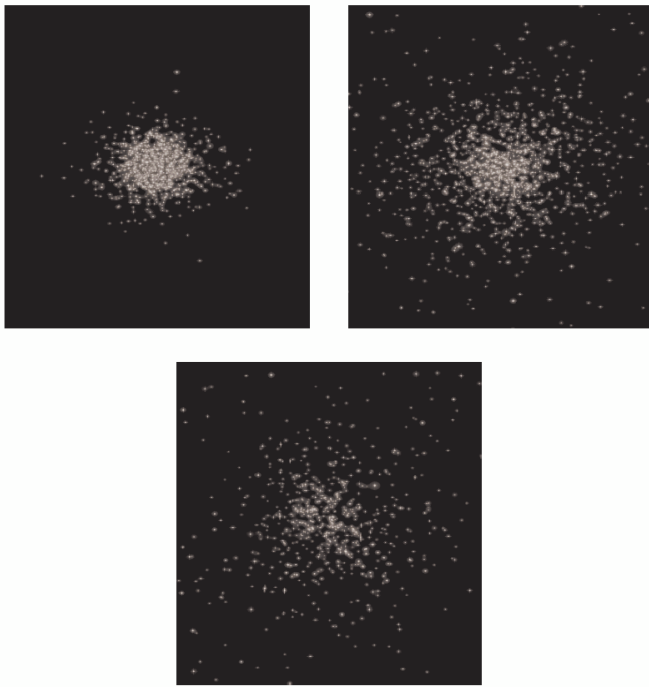


Рис. 1. Пример динамической эволюции звездного скопления

миллиарда лет). Внешнее приливное поле Галактики способствует вытягиванию скопления в направлении центр-антицентр.

Наблюдения показывают, что рассеянные звездные скопления часто образуют двойные и кратные системы. Примерно четверть молодых скоплений входит в состав двойных или кратных систем. На рис. 2 показан пример эволюции пары скоплений. В результате взаимодействия скоплений друг с другом происходит их слияние. Продукт слияния имеет вытянутую форму.

Эллиптические галактики

На следующей ступени иерархии после звездных скоплений стоят галактики, объединяющие $N \sim 10^7 \div 10^{12}$ звезд, большое количество газа и, возможно, так называемой темной материи. Моделирование динамики галактик посредством прямого решения гравитационной

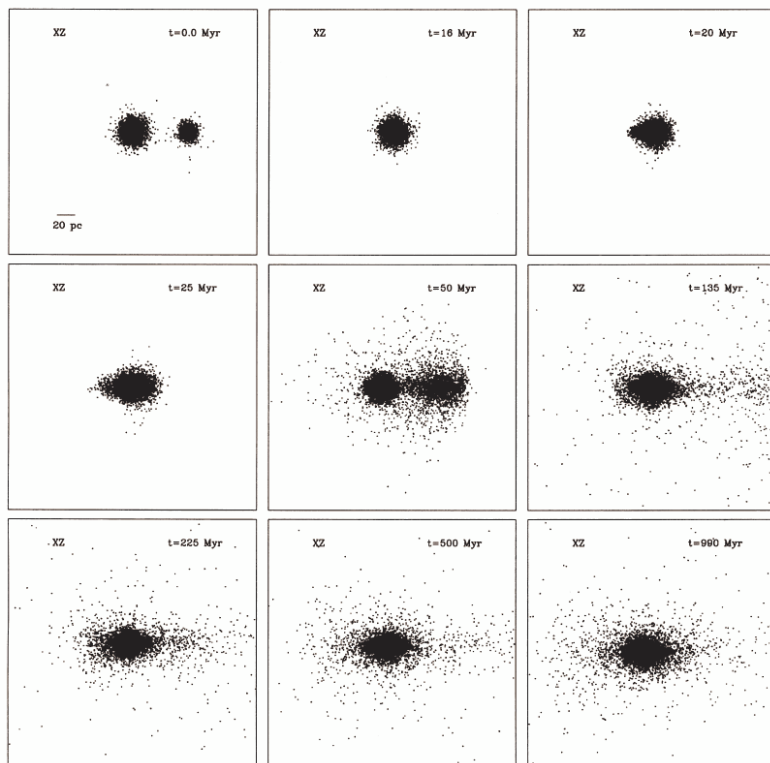


Рис. 2. Пример динамической эволюции двойного звездного скопления [3]

задачи N тел весьма затруднительно, поскольку оно требует больших затрат вычислительных ресурсов. Поэтому при моделировании динамики галактик прибегают к различным ухищрениям. Изложим некоторые результаты, полученные при моделировании галактик.

Морфологический тип формирующейся галактики зависит от начальной дисперсии скоростей частиц темной материи. Если эта величина меньше, чем 20 % от финальной дисперсии скоростей, соответствующей вириальному равновесию гало, то образуется эллиптическая галактика с медленным вращением («холодный» коллапс). В противном случае формируется дисковая галактика с быстрым вращением («теплый» коллапс) и близкими к круговым орбитами частиц газовой составляющей.

Для бездиссипативного коллапса рассмотрен широкий диапазон начальных форм и кинетических энергий системы [6]. Исследовались как твердотельно вращающиеся, так и невращающиеся модели систем N тел. Основные результаты моделирования можно сформулировать следующим образом:

1. Галактика принимает вытянутую или трехосную форму с характерным отношением большой и малой осей $\approx 2 : 1$.
2. Профили поверхностной плотности согласуются с законом де Вокулера.
3. В результате бурной релаксации устанавливается фазовое распределение, зависящее только от двух интегралов (энергии E и площадей J) следующего вида:

$$f(E, J^2) = f_{\star} \cdot |E|^{3/2} e^{-\beta E - \alpha J^2}, \quad (6)$$

где α , β , f_{\star} — постоянные параметры.

4. Если вокруг эллиптической галактики имеется темное гало, то оно также принимает трехосную форму из-за неустойчивости радиальных орбит.

Галактические диски

Численное моделирование динамики галактических дисков в рамках бесстолкновительной гравитационной задачи N тел было начато еще в 60-е гг. XX в. (см., например, работы [8] и [9]). Особое внимание в этих и последующих работах уделялось проблеме устойчивости диска по отношению к формированию различных крупномасштабных структур, в частности перемишки (бар-моды), спирального узора, изгиба и т. д. В большинстве моделей оказывалось, что для устойчивости диска необходима либо высокая дисперсия скоростей (горячий диск), либо массивная сферическая составляющая (гало).

Рассмотрим примеры развития различных неустойчивостей в галактических дисках. Одним из распространенных видов неустойчивостей является формирование перемишки (бара) в центральной части дисковой галактики. Изучение формирования и эволюции баров проводилось в ряде работ (см., например, [10], а также ссылки в этой статье). Современные модели $N \sim 10^6$ тел позволяют достигнуть разрешения $\sim 20\text{--}40$ пк. В этих экспериментах даже при наличии

массивных гало появляются бары, обладающие быстрым вращением, с большими полуосями, близкими по величине к характерному масштабу длины экспоненциального диска.

Наряду с бароподобными структурами в галактических дисках возникают другие интересные структуры — двойные бары, спирали вблизи ядра, кольцевые структуры (см., например, статью Раутиайнена и Сало [11], а также ссылки в ней). Многие морфологические особенности связаны с петлеобразными орбитами в потенциалах двойных баров. Кольцевые структуры обычно связаны с резонансами во вращении бара и диска. В отсутствие бара сходные эффекты могут давать резонансы во вращении диска и балджа или диска и спиралей. Внешнее кольцо, как правило, образуется, вблизи внешнего линдбладовского резонанса, а внутреннее и ядерное кольца — вблизи внутреннего резонанса $4 : 1$ и внутреннего линдбладовского резонанса. Характерные структуры показаны на рис. 3.

Наряду с перемычками, спиралями и кольцами в дисковых галактиках могут возникать изгибные неустойчивости. Как правило, изгибы дисков могут быть связаны с прохождением галактик. Внешние возмущения дают затравку для развития изгибной неустойчивости в диске. Дальнейшая эволюция изгиба зависит от формы потенциала гало (см. статью Идеты и др. [12]). В случае сжатого гало происходит постепенное «рассасывание» изгиба. В вытянутом гало изгиб «выживает», причем линия узлов изгиба становится почти прямолинейной. Примеры эволюции изгибов дисков показаны на рис. 4.

Таким образом, в моделированных дисках галактик проявляются различные структуры — перемычки, кольца, изгибы и др. Сходные структуры наблюдаются и в реальных галактиках. Эти структуры могут быть вызваны развитием тех или иных гравитационных неустойчивостей.

Спиральная структура

Проблемы формирования, эволюции и устойчивости спиральной структуры в дисках галактик давно привлекают внимание специалистов по численному моделированию динамики галактик. Уже в первых работах по моделированию эволюции вращающихся галактических дисков в рамках гравитационной задачи N тел было отмечено образование спиралей (см., например, [8, 9]). Пример формирования и эволюции спирального узора показан на рис. 5.

Причиной появления спиральной структуры является дифференциальное вращение диска галактики. В чисто дисковых моделях фор-

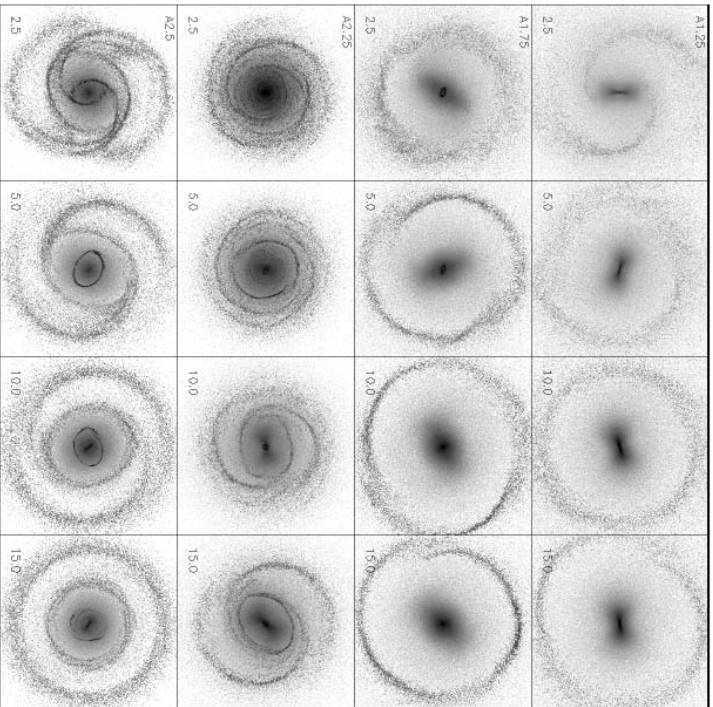


Рис. 3. Характерные примеры эволюции структур, образующихся в моделях дисков, согласно [11]

мирующийся спиральный узор обладает коротким временем жизни, сравнимым с периодом вращения галактики (см. рис. 5).

Для стабилизации спирального узора требуется массивное гало. Этот факт может служить косвенным аргументом в пользу присутствия массивных темных гало у спиральных галактик. Другая возможная причина наличия спиральных рукавов у галактик — повторяемость событий возникновения и «размывания» спирального узора в одной и той же галактике. В большинстве случаев генерируется многорукавная спиральная структура. Спиральный узор может генерироваться спонтанно, а может возбуждаться приливным взаимодействием с соседними галактиками.

Отметим, что для звездной составляющей в большей части диска примерно постоянен параметр устойчивости Тумре [14]

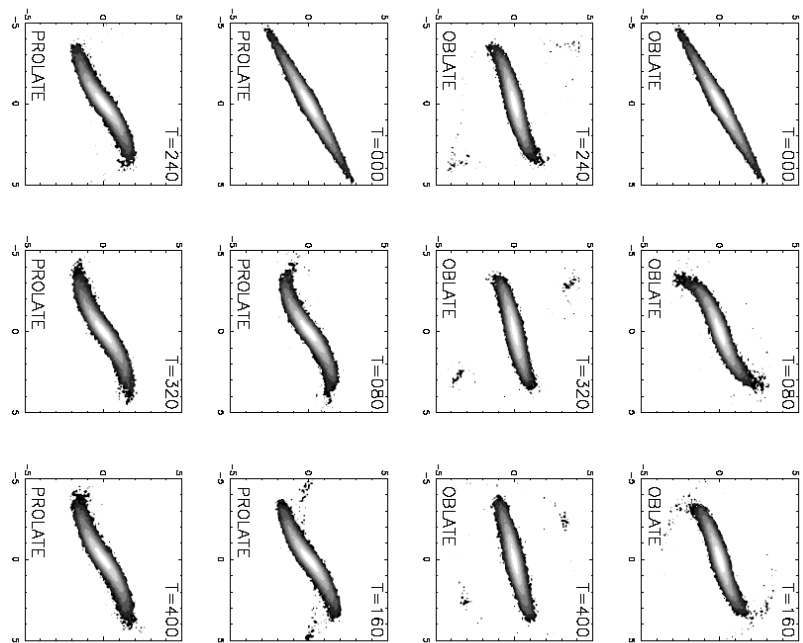


Рис. 4. Примеры эволюции изгибов дисков в сжатом и вытянутом гаю, согласно [12]

$$Q = \frac{\kappa \sigma_r}{3.36 G \mu}, \quad (7)$$

где κ — эллиптическая частота; σ_r^2 — дисперсия радиальных ско-
ростей; μ — полная поверхностная плотность диска.

В зависимости от значения Q формируется тот или иной тип спи-
ральной структуры. При $Q \geq 2$ образуются клочковатые (foculent)
спирали, при $Q < 2$ — отчетливые (grand design) двухрукавные или
многорукавные узоры. С уменьшением Q усиливается гравитацион-

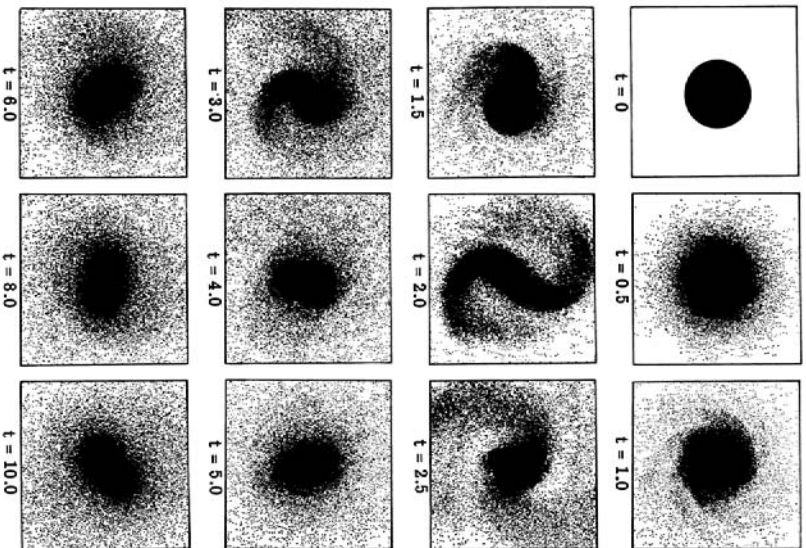


Рис. 5. Пример формирования и эволюции спирального узора в диске [8]

ное влияние спиралей на звездную и газовую составляющие диска. Если величина $Q \geq 2.5$, спирали в звездной составляющей не образуются вовсе [13].

Сближения и слияния галактик

Большинство галактик входит в системы различной кратности — пары, группы и скопления (см., например, монографию Горбачьего [5]). Расстояния между галактиками в этих системах сравнимы с их размерами, поэтому взаимодействие между галактиками существенно влияет на их внутреннюю структуру и кинематику.

Рассмотрим вначале взаимодействие двух галактик. Массы галактик могут быть сравнимы, или одна из галактик может быть существенно массивнее другой (взаимодействие гигантской галактики с галактикой-спутником).

При сближении галактик основную роль играют два эффекта: приливное взаимодействие и динамическое трение. Оба эти эффекта приводят к торможению орбитального движения, сближению компонентов по спиралевидным орбитам и слиянию. Периферийные частицы образуют приливные «хвосты», волочащиеся за галактиками. После слияния эти «хвосты» разрушаются и формируют гало продукта слияния. При лобовых столкновениях слияние происходит после нескольких прохождений ядер галактик сквозь друг друга. В результате формируется вытянутая бароподобная структура, которая затем постепенно «размывается». Продукты слияния имеют профили пространственной плотности, близкие к хаббловскому $\rho(r) \propto r^{-3}$, и одновершинные кривые вращения. При малых орбитальных моментах сливающихся галактик продукты слияния имеют вытянутую форму, а при больших — сплюснутую, причем малая ось ориентирована приблизительно вдоль вектора орбитального момента.

Погружение (sinking) карликовой галактики внутрь гигантской дисковой галактики (отношение масс 10 : 1 и более) приводит к разогреву и утолщению диска гигантской галактики. Отклик диска зависит от движения спутника по отношению к вращению диска. Если орбитальное движение спутника направлено так же, как и вращение диска (прямые движения), то происходит разогрев диска. В случае обратного движения диск сохраняется, но может изменить наклон как целое. Массивный балдж стабилизирует диск и уменьшает степень разогрева и наклона.

Слияния галактик являются финальной стадией их взаимодействия. Они, как и сближения галактик без слияния, могут приводить к различным своеобразным изменениям морфологии галактик. Одно из таких изменений — формирование кольцевых структур. Морфологические особенности кольцевых структур хорошо воспроизводятся при лобовом столкновении дисковой и сферической галактик. Структура кольца зависит от относительной скорости галактик. Если эта скорость не превышает параболическую, то кольцевая структура временная, эволюция системы завершается слиянием галактик. Более быстрые столкновения приводят к формированию пустых колец. Для галактик с полярными кольцами можно предложить два сценария формирования колец: 1) слияние галактик; 2) приливная

аккреция вещества с соседней галактики. Бурно и Комб [13] моделируют оба этих сценария формирования колец с учетом динамики газа и звездообразования и приходят к выводу, что сценарий аккреции более вероятен и лучше согласуется с данными наблюдений.

Приливные взаимодействия между галактиками приводят к формированию разнообразных, порой причудливых, структур у галактик. Образуются приливные «хвосты», «мосты» между галактиками, спиральные ветви (в частности, лидирующие спирали), бароподобные структуры. Эти структуры могут быть временными — через некоторое время после прохождения они «размываются».

Группы галактик

Следующими по кратности системами после пар галактик являются малые группы. Примерно половина всех галактик входит в состав групп, содержащих от 3 до 20 членов.

Один из важных результатов численных экспериментов состоит в том, что компоненты групп, как правило, сливаются в единый объект за время порядка нескольких времен пересечения группы. С другой стороны, в некоторых численных экспериментах темп слияния галактик не столь высок (см., например, статью Асесеса [14]). Оставшиеся члены первоначально широкой группы могут формировать более компактные системы, по своим свойствам напоминающие компактные группы галактик.

Другой существенный результат численного моделирования динамики групп галактик — оценки динамических параметров групп, в частности, их масс, характерных размеров и дисперсий скоростей в зависимости от времени. Результаты сопоставляются с параметрами наблюдаемых групп галактик различной степени компактности. При этом необходимо учесть эффекты проекции, поскольку из наблюдений можно определить только конфигурацию группы на небесной сфере и лучевые скорости компонентов. Одна из задач подобных исследований — поиск параметров, наименее чувствительных к эффекту проекции. Численное моделирование используется для решения этой задачи. Ситуация усугубляется тем, что группы галактик в ходе эволюции принимают различные формы и различные динамические состояния. Для одной и той же группы, наблюдаемой вдоль разных «лучей зрения», динамические оценки массы могут различаться более, чем на три порядка величины. Поэтому представляет интерес оценивать динамические характеристики не отдельных групп галактик, а их ансамблей. Среди представительного набора модельных

каталогов групп выбираются те, которые лучше других воспроизводят характеристики выборки наблюдаемых групп (например, медианы среднего проективного размера и среднеквадратичной лучевой скорости компонентов). Такой подход, примененный к выборке 46 вероятно физических триплетов галактик из каталога Караченцева и др., показал, что в триплетах галактик должна быть значительная скрытая масса (hidden mass). В пределах триплета она примерно в 5 раз превышает сумму масс компонентов.

Изолированные скопления галактик

Следующие по кратности после малых групп галактик системы — скопления и сверхскопления галактик. Они содержат $N \sim 10^2 \div 10^3$ членов и имеют характерные размеры $\sim 1 \div 10$ Мпк (см., например, книгу Горбацкого [5]). При численном моделировании динамики скоплений галактик следует учитывать эффекты космологического расширения, темной материи (dark matter) и темной энергии-вакуума (dark energy) (так называемые Λ CDM-модели).

Динамическая эволюция моделированных скоплений галактик в общих чертах напоминает эволюцию звездных скоплений. Хотя сближения галактик носят неупругий характер, в отличие от сближений звезд слияния галактик в скоплениях происходят существенно чаще, чем слияния звезд в звездных скоплениях (если в качестве единицы времени использовать среднее время пересечения). Экстремальной формой слияния галактик в скоплениях является «каннибализм», когда формируется массивная центральная галактика-«каннибал», пожирающая падающие на нее (в потенциальную яму) менее массивные галактики скопления. Такие объекты с кратными ядрами (так называемые cD галактики) наблюдаются во многих скоплениях галактик.

Во многих скоплениях галактик наблюдаются субструктуры. Формирование подсистем в скоплениях галактик может быть связано со сближениями и слияниями двух или нескольких скоплений. Как правило, в продукте слияния образуется cD галактика, причем ее положение обычно не совпадает с положением наиболее глубокой потенциальной ямы. Эта галактика совершает колебательные движения в окрестности центра масс скопления — продукта слияния [15]. Сами скопления — продукты слияния — вытянуты вдоль направления сближения компонентов. Распределение скоростей галактик, темной материи и газовой составляющей в пределах продукта слияния анизотропно. Распределение газа не вполне отслеживает распределение

темной материи в скоплении,— газ образует более вытянутые структуры, чем темная материя. Анизотропия в распределениях положений и скоростей галактик сохраняется в течение $\sim 5 \cdot 10^9$ лет после слияния скоплений.

Скопления и сверхскопления галактик как фрагменты крупномасштабной структуры

Представляет интерес проблема формирования скоплений и сверхскоплений галактик. Можно предположить, что эти структуры образуются как фрагменты общей крупномасштабной структуры Вселенной. Обычно изучаются свойства областей повышенной плотности вещества в космологических моделях N тел, и эти свойства (профили плотности, особенности структуры и распределения скоростей) сравниваются с характеристиками наблюдаемых скоплений и сверхскоплений галактик.

Одной из важных характеристик скопления галактик является профиль плотности. В работе Наварро и др. [16] было показано, что в рамках стандартной CDM -модели (космологическая модель с холодной темной материей) реализуется некоторый «универсальный» профиль $\rho(r)$ плотности, характерный для систем с разными размерами — от карликовых галактик до богатых скоплений. Этот профиль в целом не сильно отличается от изотермического $\rho(r) \propto r^{-2}$. Однако он более пологий вблизи центра системы и более круто спадает на периферии.

Кроме характеристик отдельных группировок галактик представляет интерес исследование корреляционных связей между соседними группировками. Статистический анализ данных наблюдений показывает, что скопления галактик часто представляют собой вытянутые структуры, причем большие оси соседних скоплений направлены приблизительно навстречу друг другу. Сильная статистически значимая (на уровне $\sim 4\sigma$) тенденция к выстраиванию в линию (alignment) видимых больших осей скоплений прослеживается до масштабов $\sim 10h^{-1}$ Мпк. Более слабая тенденция отмечена вплоть до $\sim 60h^{-1}$ Мпк (см. статью Плиониса [17]). Возможно, эта тенденция связана с особенностями формирования скоплений галактик в пределах более крупных структур типа волокон. Численные космологические модели показывают сходные тенденции. Масштабы, на которых проявляется выстраивание в линию, согласуются с данными наблюдений и слабо зависят от принятой космологической

модели. По-видимому, они также отражают тенденцию к формированию группировок галактик в пределах вытянутых волокон.

Крупномасштабная структура Вселенной

Численному моделированию динамической эволюции крупномасштабной структуры Вселенной в последнее время посвящается все больше работ. Только за последние 10 лет опубликовано несколько сотен статей на эту тему.

Одной из основных характеристик сгущивания галактик является двухточечная корреляционная функция $\xi(r)$. Она определяется из следующей формулы

$$dP = n_g[1 + \xi(r)]dV, \quad (8)$$

где dP — вероятность встретить галактику в шаровом слое объемом dV с радиусами $[r, r + dr]$ и центром в случайно выбранной галактике поля; n_g — средняя объемная плотность галактик. Наблюдения галактик и скоплений галактик показывают, что $\xi(r)$ можно аппроксимировать степенным законом

$$\xi(r) = (r/r_0)^{-\gamma}, \quad (9)$$

где длина корреляции r_0 и показатель степени γ могут зависеть от выбранного масштаба (см., например, работу Бакалл и др. [18] и ссылки в ней). Величина $r_0 \approx 5h^{-1}$ Мпк для галактик и $r_0 \approx 25h^{-1}$ Мпк для богатых скоплений галактик. Группы галактик и бедные скопления имеют промежуточные значения r_0 . Величина γ слабо зависит от богатства скоплений и равна $\gamma = 2.0 \pm 0.2$.

Следует отметить, что корреляционный анализ — далеко не единственный метод изучения крупномасштабного распределения галактик и их скоплений в пространстве. В литературе используется целый ряд подходов к изучению сгущивания галактик. Те или иные методы классификации и количественного анализа структур основаны на характерных особенностях, которые наблюдаются в распределении галактик, их групп, скоплений и сверхскоплений. Распределение этих объектов сильно неоднородно, в нем выделяются волокна (filaments), стенки (walls), пустоты (voids — области пониженной плотности объектов). Сходные структуры обнаруживаются и в космологических моделях N тел. Для примера на рис. 6 представлены распределения галактик в обзоре *CfA* и в численной *CDM*-модели

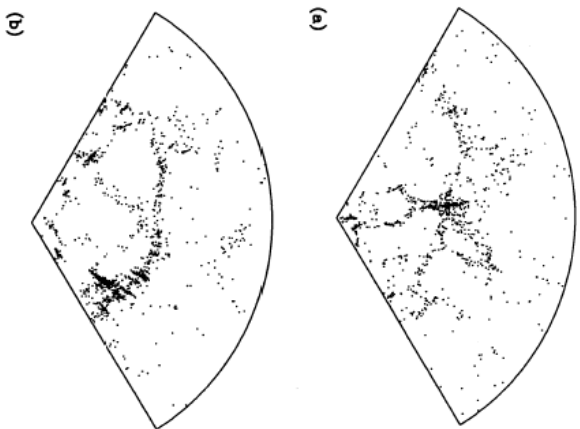


Рис. 6. Распределения галактик из выборки *CfA* (a) и в модели [19] (b)

Парка [19]. Общие характеристики структуры (волокна, стенки, пустоты) сходны.

Один из методов анализа структур — оценка фрактальной размерности D . Для равномерно случайного распределения галактик в пространстве $D \approx 3$. Подсчеты галактик в обзоре красных смещений Stromlo-APM (SARS) дают оценку $D = 2.1 \pm 0.1$ на масштабах до $\sim 40h^{-1}$ Мпк. С другой стороны, на больших масштабах (до $\approx 60h^{-1}$ Мпк) распределение галактик для того же обзора SARS становится ближе к однородному ($D = 2.76 \pm 0.10$) (Хаттон [20]). Сравнение с Λ CDM-моделями показывает согласие поведения D : с увеличением предельного красного смещения обзора величина D стремится к трем, что соответствует однородному распределению объектов в пространстве.

Таким образом, космологические модели N тел позволяют установить ряд особенностей крупномасштабного скучивания галактик. Основные характеристики структур в целом согласуются с особенностями скучивания галактик и их группировок по данным современных обзоров красных смещений типа *2dF* и *SDSS*. По-видимому,

предсказания стандартной CDM -модели не согласуются с данными наблюдений. Однако выбор адекватной модели — вопрос будущих исследований (как численных экспериментов, так и наблюдений).

Заключение

В заключение сформулируем основные выводы.

1. Численные эксперименты — эффективный инструмент в изучении динамики звездных систем.
2. Необходимо сочетание моделирования, теоретических построений и наблюдений.
3. При численном анализе динамики реальных систем необходимо учитывать ошибки наблюдательных данных.

Работа частично поддержана программой «Ведущие научные школы» (грант НШ-4929.2006.2).

Список литературы

1. *Orlov V., Valtonen M., Mylläri A. et al.* Stability of triple systems // 2008. In press.
2. *Moore C.* Braids in classical dynamics // *Phys. Rev. Lett.* 1993. Vol. 70. P. 3675.
3. *de Oliveira M. R., Bica E., Dottori H.* Final stages of N-body star cluster encounters // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2000. Vol. 311. P. 589.
4. *Горбачукъ В. Г.* Введение в физику галактик и скоплений галактик. М., 1986.
5. *Aguilar L. A., Merritt D.* The structure and dynamics of galaxies formed by cold dissipationless collapse // *Astrophys. J.* 1990. Vol. 354. P. 33.
6. *Hohl F.* Numerical experiments with a disk of stars // *Ibid.* 1971. Vol. 168. P. 343.
7. *Miller R. H., Prendergast K. H., Quirk W. J.* Numerical experiments on spiral structure // *Ibid.* 1970. Vol. 161. P. 903.

8. *Shen J., Sellwood J. A.* The destruction of bars by central mass concentrations // *Ibid.* 2004. Vol. 604. P. 614.
9. *Rautiainen P., Salo H.* N-body simulations of resonance rings in galactic disks // *Astron. Astrophys.* 2000. Vol. 362. P. 465.
10. *Ideta M., Hozumi S., Tsuchiya T. et al.* Time evolution of galactic warps in prolate haloes // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2000. Vol. 311. P. 733.
11. *Elmegreen B. G., Thomasson M.* Grand design and flocculent spiral structure in computer simulations with star formation and gas heating // *Astron. Astrophys.* 1993. Vol. 272. P. 37.
12. *Toomre A.* On the gravitational stability of a disk of stars // *Astrophys. J.* 1964. Vol. 139. P. 1217.
13. *Bournaud F., Combes F.* Formation of polar ring galaxies // *Astron. Astrophys.* 2003. Vol. 401. P. 817.
14. *Aceves H.* Dynamical evolution of triplets of galaxies // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2001. Vol. 326. P. 1412.
15. *Lima Neto G. B., Baier F. W.* Evolution and dynamics of poor clusters of galaxies // *Astron. Astrophys.* 1997. Vol. 320. P. 717.
16. *Navarro J. F., Frenk C. S., White S. D. M.* The structure of cold dark matter halos // *Astrophys. J.* 1996. Vol. 462. P. 563.
17. *Plionis M.* Position angles and alignments of clusters of galaxies // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 1994. Vol. 95. P. 401.
18. *Bahcall N. A., Dong F., Hao L. et al.* The richness-dependent cluster correlation function: early Sloan Digital Sky Survey data // *Astrophys. J.* 2003. Vol. 599. P. 814.
19. *Park C.* Large N-body simulations of a universe dominated by cold dark matter // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 1990. Vol. 242. P. 59p.
20. *Hatton S.* Approaching a homogeneous galaxy distribution: results from the Stromlo—APM redshift survey // *Ibid.* 1999. Vol. 310. P. 1128.

РОССИЙСКИЙ КОСМИЧЕСКИЙ ФОТОМЕТРИЧЕСКИЙ ЭКСПЕРИМЕНТ «ЛИРА-Б»

В обзоре рассмотрен планируемый российский космический эксперимент «Ли́ра-Б». Эксперимент предполагается проводить на борту МКС. В ходе его в десяти спектральных полосах, от близкого УФ до близкого ИК, предполагается измерить блеск всех звезд до 16^m с точностью не хуже 0.02^m , а объекты ярче 12^m — лучше чем 0.001^m . Планируемая продолжительность эксперимента — 3.5 года.

In the review planned Russian space experiment “Lyra-B” is considered. Experiment is supposed to be spent onboard ISS. During it in ten spectral bands, from near UV to near IR, it is supposed to measure shine of all stars up to 16^m with accuracy not worse 0.02^m , and objects are brighter 12^m better than 0.001^m .

Астрономия — наука о небесных телах, объектах, Вселенной в целом, их взаимосвязях, истории и эволюции. Как и всякая другая наука она создает *знания* в своей предметной области. Астрономия делится на несколько тесно взаимосвязанных, но достаточно независимых областей. Одни астрономы непосредственно «вырабатывают знания», т. е. производят интерпретацию астрономических наблюдений на основе существующих в данный момент теоретических представлений об устройстве Вселенной или же, более узко, тех или иных космических объектов. Астрономы из других областей, которые можно назвать «вспомогательными дисциплинами», занимаются собственно получением наблюдательных данных (т. е. наблюдениями), разработкой и созданием приборов для проведения таких наблюдений.

Большая часть астрономических наблюдений проводится в видимом и примыкающем к нему (близком) ультрафиолетовом и близком инфракрасном диапазонах. Несмотря на то, что ультрафиолетовые и инфракрасные лучи не воспринимаются человеческим глазом, для

этих диапазонов применяются практически одинаковые — оптические — инструменты и методы наблюдений.

Основные данные, по крайней мере для точечных (звездоподобных) объектов, дают астрометрия, фотометрия и спектрофотометрия. Распределение энергии в спектре астрономических объектов можно не считать независимым типом данных, так как они, по сути, являются сверхузкополосной фотометрией. Интерпретация любых астрономических данных в том или ином виде использует данные высокоточных и массовых (т. е. покрывающих все или существенную часть неба) астрометрических и фотометрических обзоров. Чаще всего производится привязка координат и потоков от наблюдаемых объектов к стандартам, характеристики которых были предварительно измерены и изучены.

Далее мы будем говорить только об астрофотометрических каталогах, в которых «астро-» не *астрономия*, а *звезда*, т. е. о фотометрии точечных объектов.

Современные астрофотометрические каталоги

Каждый фотометрический каталог выполняется в определенной фотометрической системе, определяемой в первую очередь набором спектральных полос в которых производятся наблюдения.

Первыми фотометрическими каталогами, выполненными по методике, близкой к современной, были наблюдения звезд в «классической» Джонсоновской фотометрической системе UBV [1]. На сегодня эта система превратилась в 11-цветную систему UBVR(IJKLMNQ) Джонсона [2]. Последователями Джонсона в эту фотометрическую систему были добавлены полосы H, O, R и Z. В других версиях системы UBVR (на разных телескопах и фотометрах) были проведены наблюдения более 150 000 звезд. Основной проблемой, связанной с такими наблюдениями, оказалось недостаточно строгая заданность фотометрической системы, что приводит к потере точности при попытке свести воедино результаты наблюдений, выполненные на разных инструментах. Сводные каталоги обладают большими систематическими ошибками, даже при высокой точности отдельных наблюдений или серий наблюдений. Такой подход был приемлем в 70-е гг. прошлого века, но сегодня требуется более точная фотометрия.

Примерами каталогов, которые обладают необходимой фотометрической точностью (лучше 0.004^m для индивидуальных измерений), являются:

1. Фотометрический каталог космического эксперимента Hipparcos [3]. Этот каталог содержит 118 000 до 12^m в одной спектральной полосе Нр, однако является полным только до 7.5^m , в этой его части содержится примерно 35 000 звезд.
2. Алма-Атинский (Тянь-Шаньский) WBVR каталог ярких звезд северного неба [4], который содержит 4-полосную фотометрию 13 600 звезд до 7^m (для $\delta > -15^\circ$).

Оба эти каталога построены на наблюдательных данных 20-летней давности. По современным представлениям, их основными недостатками являются:

1. Недостаточно глубокая предельная звездная величина.
2. Малое число спектральных полос.
3. Для Алма-Атинского каталога — покрытие только северного неба.

Для проведения самых разных наблюдений нужны каталоги, имеющие следующие свойства:

- точность порядка 0.001^m ;
- полнота до 16^m (а лучше до 18^m);
- покрытие всего неба;
- достаточное число спектральных полос.

А как обстоит дело сегодня? Вот три наиболее современных фотометрических каталога.

1. Tycho-2 [5]. Получен в том же эксперименте, что и Hipparcos, но по данным другого прибора — устройства обнаружения звезд (skymapper). Каталог полон до 12^m , покрывает все небо, содержит около $2.5 \cdot 10^6$ звезд. Обзор проведен только в двух спектральных полосах и имеет точность $\sim 0.01^m$ (для звезд ярче 8^m).
2. 2MASS [6]. Инфракрасный обзор, содержащий наблюдения в полосах J, H и K. Покрывает все небо, полон до 16^m , содержит $470 \cdot 10^6$ объектов. Его точность лучше 0.04^m для звезд ярче 13^m .

3. SDSS [7]. 5-полосный наземный обзор (полосы u, g, r, i, z). В настоящее время покрывает 9500 кв. градусов в северном полушарии. Полон примерно до 22.5^m. Содержит $290 \cdot 10^6$ звезд (галактик примерно в 5 раз больше). Точность обзора около 0.02^m для объектов 18^m (в полосе g).

Еще одной проблемой всех этих обзоров является низкая точность измерения ярких звезд. Для каталога Tycho-2 плохо измерены звезды ярче 5^m, для 2MASS — ярче 4.5^m, для SDSS — ярче 15^m. Данное явление связано с ограниченным динамическим диапазоном приемников излучения, подробнее об этом будет сказано ниже.

Как видно из приведенных данных, ни один из этих каталогов не удовлетворяет полностью перечисленным выше требованиям. Поэтому насущным становится проведение обзора, специально ориентированного на создание глубокого высокоточного многоцветного фотометрического каталога звезд.

Для решения этих задач предполагается в 2011—2015 гг. провести космический фотометрический обзор «Ли́ра-Б».

Эксперимент «Ли́ра-Б»

Приведем описание целей и задач эксперимента «Ли́ра-Б» в том виде, как они формулируются сегодня.

Цель эксперимента: создать высокоточные многоцветные фотометрические каталоги всех небесных объектов от 3^m до 16^m на всей небесной сфере, а также каталоги околоземных объектов и объектов Солнечной системы до 14^m.

Задачи космического эксперимента:

- в течение 3—3.5 лет (возможно, до 5 лет) произвести многократное фотометрическое сканирование небесной сферы в 10 спектральных полосах;
- для объектов в диапазоне блеска до 16^m провести высокоточные фотометрические и координатные измерения;
- распознать быстродвижущиеся объекты и получить их орбитальные параметры;
- создать фотометрические каталоги звезд и каталоги околоземных объектов и объектов Солнечной системы.

Предполагается, что наблюдения будут вестись во всем диапазоне спектра, который позволяют наблюдать кремниевые ПЗС-матрицы, т. е. примерно от 190 до 1050 нм. Наибольшее число звезд, которые будут наблюдаться в этой области, являются красными звездами. Они будут наблюдаться в ближнем инфракрасном диапазоне. Новейшие данные инфракрасного обзора 2MASS [6] говорят, что в обзоре «Лира» будет зарегистрировано примерно 400 000 000 звезд.

Высокая точность подразумевает, что все звезды ярче 14^m , включая самые яркие, будут измерены с точностью 0.001^m , а остальные объекты — не хуже 0.01 — 0.02^m .

Однако самая главная особенность этого космического эксперимента в том, что он будет проводиться на борту Международной космической станции (МКС).

Мы рассмотрим преимущества и недостатки проведения эксперимента на борту МКС.

Достоинства и недостатки МКС как места для космического эксперимента

К достоинствам проведения эксперимента к МКС можно отнести следующие возможности:

- наличие технологической и технической инфраструктуры (источники энергии, информационные каналы, возможность получения информации об ориентации станции и пр.);
- легкость доставки на борт приборов малого и среднего веса;
- установка аппаратуры силами экипажа станции;
- возможность (в крайнем случае) использовать экипаж для ремонта установленных приборов.

Одновременно проявляются следующие недостатки:

- низкая орбита станции, на которой велика засветка от Земли;
- жесткие габаритные и менее жесткие весовые ограничения на приборы (прибор необходимо доставить на станцию, пронести через нее, вынести и установить за бортом, подключив к необходимым коммуникациям. Если прибор достаточно велик, то

его можно доставить за несколько приемов, при этом ограничиваются габариты отдельных его частей. При доставке по частям прибор за бортом необходимо не только установить, но и собрать);

- дополнительные (по сравнению с автономным спутником) проблемы с охлаждением приборов;
- микроатмосфера вокруг станции, которая может осаждаться на приборах;
- вибрации и колебания станции.

Принципы эксперимента «Ли́ра-Б»

Телескоп

Для проведения обзора всего неба нужен инструмент с достаточно широким полем зрения. Диаметр и длина этого инструмента определяются размерами люков и переходов станции: диаметр телескопа 0.6 м (главного зеркала — 0.5 м), длина не более 1.5 м (в разобранном состоянии).

Так как в качестве приемника излучения будут использоваться ПЗС-матрицы, то инструмент должен обладать плоским полем изображения. Этими свойствами обладает широко используемая сегодня оптическая схема Ричи—Кретъена с дополнительным линзовым корректором, которая и была выбрана. Эффективное фокусное расстояние телескопа будет составлять 3 м.

В качестве основного фотометрического приемника излучения предполагается использовать сборку 22 ПЗС-матриц размером 3000×400 пикселей каждая с размером пикселя 9 мкм (рис. 3). При этом полный размер сборки матриц будет составлять 54×54 мм. Подобные матрицы выпускают фирмы E2V (English Electric Valve Company) и Hamamatsu.

При указанном размере приемника света и фокусном расстоянии телескопа поле зрения инструмента будет составлять 1.5° по диагонали поля зрения и соответственно около 1° по стороне сборки матриц. Угловой размер одного пикселя матрицы будет составлять $0.6''$, а диаметр изображения точечного источника — 2.4 пикселя.

В настоящее время МКС обращается вокруг Земли с сохранением так называемой орбитальной ориентации, когда одна ось станции (и

одна ее сторона) всегда направлена к Земле, другая ось — в сторону движения станции по орбите, а третья — перпендикулярна к плоскости орбиты. Телескоп предполагается установить на российском служебном модуле «Звезда» на противоположной Земле стороне (в этом случае мы не испытываем засветки от земной поверхности и атмосферы).

Методы наблюдений

Существуют два возможных метода проведения фотометрии: 1) режим точечного наведения и 2) сканирующий режим.

В первом случае телескоп наводится на определенный участок неба и отслеживает его перемещение в ходе экспозиции. Режим точечного наведения широко используется на автономных космических обсерваториях, которые могут принимать неподвижное состояние относительно удаленных звезд (режим трехосной ориентации). В этом случае какого-либо перемещения инструмента в ходе экспозиции не требуется.

Для телескопа, установленного на обращающейся по орбите космической станции, эта процедура становится полностью эквивалентной ведению и гидированию у наземных телескопов (не с экваториальной, а, например, с азимутальной, как БТА, монтировкой). Для этого необходимо вращать телескоп с переменными скоростями одновременно вокруг двух осей, а также поворачивать приемник излучения вокруг оптической оси. В этом случае на ПЗС-матрице создается неподвижное изображение участка небесной сферы в определенном фильтре, которое затем считывается и обрабатывается.

Сканирующий режим фотометрических наблюдений можно реализовать не во всех случаях. При этом используется такое свойство, присущее только ПЗС-матрицам, как последовательное считывание накопленного сигнала.

В простейшем случае, например в цифровом фотоаппарате, используют так называемые полнокадровые ПЗС-матрицы. За время экспозиции в матрице накапливается сигнал (строится изображение). Затем экспозиция завершается (прекращается) и начинается считывание. Для этого сигнал, накопленный в матрице, смещается вдоль столбцов на один пиксель, при этом крайняя строка попадает в считывающий регистр, откуда передается в электронный блок фотоприемника. Затем изображение сдвигается еще на один пиксель и в

считывающий регистр помещается следующая строка. Этот процесс повторяется, пока не будет считано все изображение.

Пока идет считывание изображения, поток света не должен попадать на матрицу, иначе он внесет искажения в накопленный сигнал. В тех случаях когда экспозиции необходимо делать последовательно, без перерывов на достаточно длительное считывание данных, например в цифровых видеокамерах, используют ПЗС-матрицы с переносом кадра. В них установлены две матрицы одинакового размера одна над другой. Верхняя, чувствительная к свету, называется секцией накопления, в ней строится изображение, затем оно быстро переносится в нижнюю, недоступную свету секцию хранения, из которой происходит считывание. В это время в секции накопления строится следующее изображение.

Однако существует ситуация, когда недостаток полнокадровой ПЗС-матрицы (необходимость прекращать экспонирование на время считывания изображения) может быть использовано. Если изображение перемещается вдоль столбцов ПЗС-матрицы с той же скоростью, с какой перемещается уже накопленный сигнал по мере его считывания, то оптическое изображение и его электронная копия перемещаются синхронно. Каждый элемент непрерывно движущегося и накапливаемого изображения экспонируется одно и то же время (за которое элемент изображения проходит вдоль столбца ПЗС-матрицы). Считывание данных из считывающего регистра также производится непрерывно. Такой режим носит название режима «с временной задержкой накопления» (ВЗН), что является калькой английского термина TDI (Time Delay Integration).

Еще раз отметим, что для осуществления подобного режима накопления данных необходимо, чтобы:

1. Изображение перемещалось в фокальной плоскости с (почти) постоянной скоростью.
2. Столбцы ПЗС-матрицы были ориентированы вдоль направления движения изображения.
3. Скорость смещения накопленного сигнала в матрице совпала со скоростью движения реального изображения.

(Возможны небольшие рассогласования в движении оптического и электронного изображений. Если они не превышают $1/2$ — $1/4$ пикселя, то это практически не сказывается на качестве получаемой информации.)

Рассмотрим теперь режим сканирующих наблюдений. Если телескоп неподвижно закреплен относительно МКС, то его поле зрения при движении станции по орбите будет описывать на небе малые круги. Если ось телескопа не слишком сильно отклоняется от плоскости орбиты, то звезды в фокальной плоскости будут перемещаться равномерно и практически по прямым линиям. Если ориентировать столбцы ПЗС-матрицы вдоль направления малых кругов, параллельных плоскости орбиты, то мы сможем вести наблюдения в сканирующем режиме (при регистрации данных с задержкой накопления — TDI).

Такой режим обладает следующими преимуществами: 1) наблюдения ведутся непрерывно; 2) инструмент в основном остается неподвижным, только время от времени переводится из одного положения в другое; 3) телескоп достаточно поворачивать только вокруг одной оси. Поэтому для проведения эксперимента был выбран именно сканирующий режим. Заметим, что для построения четырех из пяти фотометрических каталогов, перечисленных выше (кроме Тянь-Шаньского WBVR-каталога [4]), был использован сканирующий режим наблюдений.

Покрывание всего неба

В основной ориентации телескопа его оптическая ось лежит в плоскости орбиты МКС. (В этом случае центр поля зрения инструмента описывает большой круг, плоскость которого совпадает с плоскостью орбиты станции.) Орбита МКС наклонена к экватору Земли примерно на 51.6° (изменяется со временем примерно на 0.1°). Из-за несферичности гравитационного поля Земли орбита МКС прецессирует с периодом около 70 дней. При такой скорости прецессии поле зрения инструмента, имеющее ширину 1° , проходит попадающие внутрь скана объекты три раза подряд (на трех последовательных оборотах).

Из-за прецессии поле зрения телескопа замечает на небе полосу с координатами $|\delta| < 52.1^\circ$. Ширина этой полосы равна наклону орбиты МКС (51.6°) плюс половина ширины полосы сканирования (0.5°). Области вблизи полюсов мира остаются недоступными (*рис. 1a*). Для того чтобы полоса сканирования проходила через северный полюс мира необходимо отклонить ось телескопа на 38.4° ($= 90^\circ - 51.6^\circ$) от плоскости орбиты к северу (*рис. 1b*). Для сканирования южного полюса мира — на тот же угол к югу.

добиться большего ослабления, то возможными станут наблюдения под более острыми углами.) На остальной части орбиты наблюдения не ведутся, входное отверстие телескопа закрывается защитной крышкой.

Мы проверили простейший алгоритм сканирования неба с четырьмя перекладками инструмента за год: в сезон зимнего солнцестояния сканируется область северного полюса, в сезон летнего солнцестояния соответственно южного, а в сезоны равноденствий телескоп принимает основную ориентацию. Оказалось, что он не обеспечивает полного покрытия небесной сферы — остаются области, для которых не было выполнено ни одного наблюдения.

Поэтому пришлось использовать более сложный алгоритм сканирования. В частности, был найден алгоритм с 14 изменениями положения телескопа в год, обеспечивающий полное покрытие неба наблюдениями. В этом варианте наблюдения ведутся 193 дня в год (53 % всего времени), из них по 71 дню сканируются полюса, а 51 день — плоскость орбиты.

Фотометрическая система

На рис. 2 показаны полосы пропускания фильтров фотометрической системы «Ли́ра-Б».

Фотометрическая система космического эксперимента «Ли́ра-Б» состоит из 10 полос с центральными длинами волн, равными 195, 218, 270, 350, 440, 555, 700, 825, 930 и 1000 нм. Три первых ультрафиолетовых фильтра — 195, 218 и 270 нм — позволяют изучать горячие звезды и эффективно определять межзвездное поглощение. Следующие четыре полосы — 350, 440, 555 и 700 нм — близки к обычным полосам W, B, V и R, использованным, например, в Алма-Атинском фотометрическом обзоре [4]. Остальные полосы лежат в ближнем ИК-диапазоне. В фильтр 825 нм попадает полоса TiO, что позволяет измерять металличность звезд. Фильтр 930 нм соответствует атмосферной полосе воды и служит для определения параметров атмосферы при последующих наземных наблюдениях звезд каталога. Наконец, полоса 1000 нм — самый далекий интервал, в котором позволяет вести наблюдения кремниевый ПЗС-приемник. Эта полоса близка к джонсоновской полосе J и полосе z фотометрической системы SDSS. Наблюдения в полосах J и z ведутся с поверхности Земли, и эти полосы привязаны к соответствующему окну прозрачности атмосферы. Так, центр наземной полосы J приходится на 1250 нм.

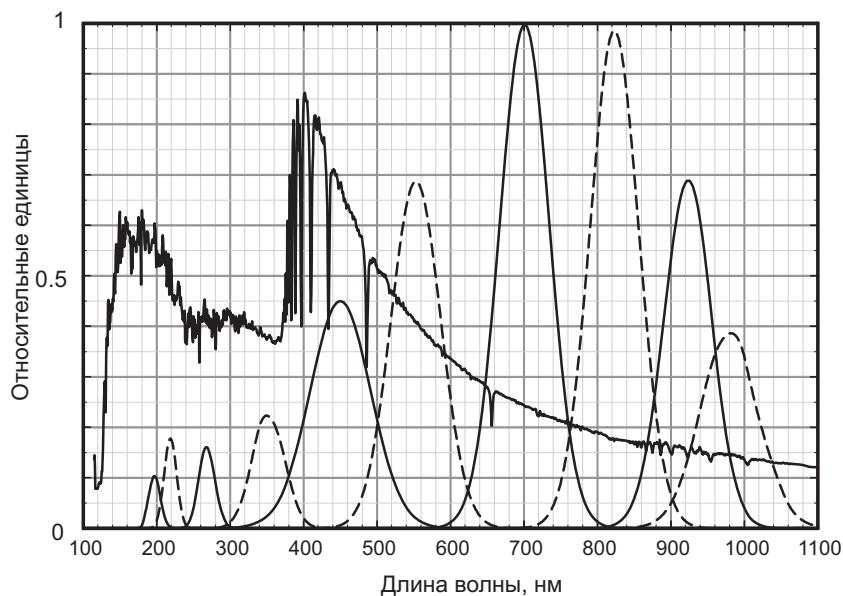


Рис. 2. Полосы пропускания фотометрической системы эксперимента «Лира-Б»: 195, 218, 270, 350, 440, 555, 700, 825, 930 и 1000 нм. Кривые пропускания даны в относительных единицах. (Для наглядности профили четных полос изображены штриховыми линиями.) В качестве иллюстрации изображен спектр Веги

Сканирование вне плоскости орбиты

В режиме сканирования по мере отклонения оси телескопа от плоскости орбиты возникают и усиливаются две проблемы. Траектории движения звезд в фокальной плоскости являются кривыми второго порядка (в первом приближении — окружностями). Например, если направить телескоп по нормали к орбите, то звезды будут описывать концентрические круги и реализация режима сканирования станет просто невозможной.

Данное явление приводит к двум эффектам. Первый эффект состоит в том, что звезды перемещаются по ПЗС-матрице с разными скоростями: те, что ближе к экватору, — быстрее, те, что дальше от него — медленнее. А перемещение формирующегося электронного изображения по ПЗС-матрице производится с единой ско-

ростью, задаваемой частотой перемещений элементов изображения вдоль столбцов. Если задать для переноса электронного изображения среднюю скорость, то в крайних столбцах реальное изображение будет отставать (с одного края) и опережать (с другого края) электронное. Это приведет к размазыванию изображения звезды вдоль столбца. Оценки показывают, что в режиме сканирования полюсов (ось телескопа отклонена от плоскости орбиты на $\pm 38.4^\circ$) при выборе оптимальной скорости переноса изображения в каждой из пар фотометрических матриц (размером $3\,000 \times 400$) изображения звезд в крайних столбцах матрицы будут размазываться на 1.5 пикселя за время пересечения одной матрицы.

Этот эффект может быть уменьшен при помощи деления ПЗС-матриц на более короткие части, например, вместо двух матриц размером $3\,000 \times 400$ использовать три матрицы — $2\,000 \times 400$ или четыре матрицы — $1\,500 \times 400$. Частота переноса изображений в каждой матрице при этом должна задаваться независимо.

Второй эффект, вызываемый тем же самым явлением, связан непосредственно с кривизной траекторий. Так, при прохождении полюсы сканирования через полюс мира, звезда в ближайшем к полюсу крае сборки матриц отклоняется от прямой на 12 пикселей в поперечном направлении. Это отклонение распределяется между матрицами неравномерно: в крайних матрицах (передней и задней) смещение составит 3.5 пикселя, а в центральной — менее 1 пикселя. Для решения этой проблемы можно развернуть матрицы различных фильтров, сделав их непараллельными друг другу, при отклонении оси телескопа от плоскости орбиты. Однако это резко усложнит конструкцию фотометрического блока и снизит его надежность. Другой путь — смириться с этим смазом изображения. А для того чтобы уменьшить снижение проникающей способности обзора, на центральные матрицы блока необходимо установить фильтры для полос с наименьшим пропусканием и ожидаемым потоком излучения: в центр — полюсу 195 нм, рядом с ней — 218 и 270 нм, затем — 350 и 1 000 нм.

Наблюдение ярчайших звезд

Выше мы уже отмечали, что наиболее глубокие современные фотометрические обзоры обладают низкой точностью для наиболее ярких звезд. Это связано с ограниченным динамическим диапазоном приемников излучения. Рассмотрим эту проблему в применении к «Лире-Б».

Параметры эксперимента «Ли́ра-Б» (диаметр и светосила телескопа, размер и чувствительность ПЗС-матриц, пропускание светофильтров) подобраны так, чтобы в большинстве спектральных полос обеспечить наблюдение звезд 16^m с необходимой точностью (не хуже $0.01\text{--}0.02^m$). Емкость одного пикселя ПЗС-матриц, которые предполагается использовать, составляет $100\text{--}150$ тыс. электронов. Учитывая, что изображение звезды занимает примерно 2×2 пикселя, то для звезд ярче $\sim 8^m$ наступает переполнение, которое приводит к потере точности фотометрических измерений. Получается, что одновременно наблюдать слабые и яркие звезды с высокой точностью невозможно.

Для наблюдения ярких звезд необходимо введение специального режима. Наиболее очевидный способ точного измерения ярких звезд — «размазывание» изображения на большое число пикселей (от 100 до 1 000). Размазать изображение можно, либо расфокусировав его (для этого надо поднять или опустить блок матриц примерно на 1 мм), либо перемещая изображение по ПЗС-матрице (в поперечном направлении это можно делать механически, а в продольном — меняя скорость перемещения накопленного сигнала).

Как бороться с проблемами на станции

Устройство фотометрического блока

Фотометрический блок состоит из одиннадцати пар матриц размером $3\,000 \times 400$ пикселей каждая. Пара матриц (так называемые «астрометрические» матрицы), которую изображения звезд пересекают первыми, не имеет спектрального покрытия. Эти матрицы чувствительны во всем доступном этому типу ПЗС диапазоне и обладают максимальной чувствительностью. Все остальные пары ПЗС-матриц снабжены светофильтрами, реализующими различные полосы фотометрической системы. Специальная система охлаждения будет поддерживать температуру матриц равной $-40\text{ }^\circ\text{C}$ с точностью $\pm 0.1\text{ }^\circ\text{C}$.

Вокруг фотометрического блока расположены шесть навигационных матриц, которые имеют размер 512×512 пикселей и позволяют получать от 30 до 50 изображений в секунду. Фокальная плоскость может смещаться по трем координатам с микронной точностью с помощью шаговых пьезомоторов. Кроме того, фотометрический блок может вращаться вокруг оси телескопа на произвольный угол. Устройство фотометрического блока показано на рис. 3.

Первичная обработка поступающей информации

Оценки показывают, что необработанный поток данных с ПЗС-матриц фотометрического блока составляет 400 Мбод. В то же время пропускная способность информационного канала на борт МКС равна всего лишь 40 Мбод. (Через «гермопроходник» проходит некий аналог ethernet. Двадцать лет назад, когда проектировалась станция, это была прекрасная скорость.)

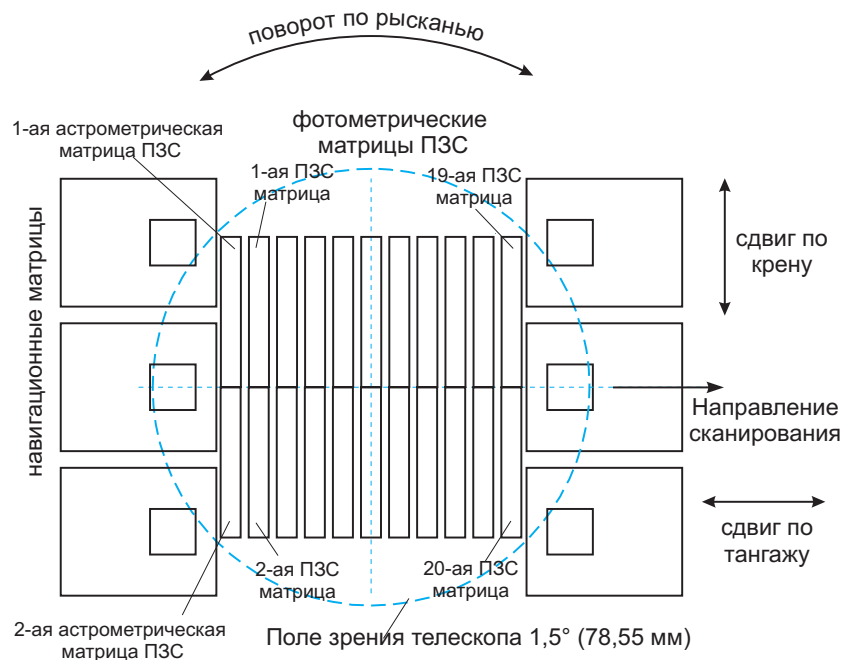


Рис. 3. Устройство светоприемного блока в фокальной плоскости

Обычные методы сжатия данных без потерь не позволяют решить данную проблему. Поэтому был предложен метод «вырезания окрестностей». 80 % света от звезды (или точечного источника) занимают на ПЗС-матрице область 2×2 или 3×3 пикселей. Если мы вырежем из изображения область 10×10 пикселей, в центре которой расположена звезда (размер области — параметр метода), то мы практически не потеряем никакой информации о ней. Оценки показывают, что в самых богатых звездами областях неба (например,

вблизи центра Галактики) вырезание площадок 10×10 уменьшает объем передаваемой информации в 4 раза, в других местах этот метод действует еще эффективнее.

Но для этого необходимо знать локальные координаты звезд. Для этой цели используется первая «астрометрическая» пара матриц. В получающемся на ней изображении блок электроники телескопа выделяет звезды. Здесь полностью оправдано использованием матриц без светофильтров, обладающих наибольшей проникающей способностью. Этот же блок электроники рассчитывает моменты и места появления отождествленных звезд на последующих матрицах, вокруг которых «вырезаются квадратики». Алгоритм вычисления положений звезд также должен учитывать перемещения и повороты блока фотоприемников по командам системы навигации.

Полученный поток информации может быть дополнительно сжат обычными методами.

Данные передаются на борт станции и накапливаются во внутреннем блоке электроники. Объем данных эксперимента, однако, так велик, что передать его с борта МКС на Землю по каналам радиосвязи нереально. Поэтому был выбран другой путь: данные будут записываться на цифровые кассеты. Раз в полгода очередная экспедиция будет привозить на борт МКС несколько чистых кассет и увозить на Землю записанные. Оперативность функционирования этого информационного канала очень низка, но его пропускной способности оказывается достаточно для целей эксперимента.

Точность наведения и вибрации станции

Для того чтобы изображения звезд на ПЗС-матрицах не размазывались, необходимо соблюдать постоянство угловой скорости поворота оптической оси телескопа с точностью не хуже $\sim 1/4$ пикселя. Для этого надо знать ориентацию оси телескопа с точностью порядка $0.1''$ (по крайней мере, в дифференциальном виде на интервалах времени порядка 10 с). В то же время система навигации МКС позволяет определять ее ориентацию с точностью не лучше, чем $1'$, что явно недостаточно для эксперимента «Лира-Б».

Более того, обитаемая станция «живет собственной жизнью», в ней включаются и выключаются различные механизмы, ходят и летают космонавты, в результате чего она подвержена вибрациям (специалисты по МКС называют их «угловыми микроускорениями») в широком интервале частот от сотен герц до миллигерц. На высоких

частотах амплитуда колебаний мала и не требует специальной компенсации. Однако на низких частотах амплитуда колебаний велика.

Для компенсации низкочастотных колебаний станции предполагается использовать собственную систему ориентации, которая работает по данным навигационных ПЗС-матриц. Эти матрицы от 30 до 50 раз в секунду передают изображения фрагментов неба размером примерно $9 \times 9'$. На них отождествляются звезды и их реальные положения сравниваются с предсказанными на основе анализа предыдущих изображений этих же участков. На основе сравнения реального и ожидаемого положений изображений выдаются команды управления.

Малые продольные и поперечные смещения изображения компенсируются горизонтальными (продольными и поперечными) перемещениями блока фотоприемников. Медленные, но с большой амплитудой, поперечные смещения компенсируются медленными поворотами всего блока ПЗС-матриц так, чтобы столбцы матрицы оставались параллельны текущему направлению перемещения изображений звезд. Большие продольные смещения изображения компенсируются изменением скорости переноса изображения вдоль столбцов.

Перемещения блока фотоприемников приводят к существенному усложнению всех остальных алгоритмов, функционирующих в телескопе.

Расход энергии и выбор процессоров

Важным ограничением на эксперимент является выделяемая на его проведение электрическая мощность. На эксперимент «Ли́ра-Б» (его часть вне гермоотсека) отведено 200 Вт. Эта мощность расходуется на следующие цели:

- ПЗС-матрицы (фотометрические и навигационные);
- блок электроники;
- системы охлаждения ПЗС-матриц и блока электроники;
- приводы крышки телескопа, системы поворота телескопа и т. п. (включаются только на короткое время при выключении некоторых из наиболее энергоемких систем).

Такое ограничение мощности делает вопрос выбора процессоров для блока электроники телескопа серьезной проблемой. Возможным

путем ее решения нам кажется сочетание экономичного x86-совместимого процессора (например, Intel Mobile или Crusoe) со специализированными процессорами, выполненными по ПЛИС (FPGA) технологии.

Охлаждение

Ограничение мощности, выделяемой расположенному вне гермоотсека МКС телескопу, связано в первую очередь не с ограниченными возможностями источников электроэнергии на борту станции, а с проблемой отвода тепла от греющихся частей инструмента.

Система охлаждения может перемещать тепло от одних частей инструмента к другим, но единственный путь отвода его наружу — излучение. В телескопе имеются два основных источника тепла: блок фотометрических матриц с системой их охлаждения и термостабилизации (Пельтье) и блок электроники телескопа. Фотометрический блок расположен вблизи фокальной плоскости, блок электроники — в отдельном модуле.

Каждый из этих блоков имеет собственную жидкостную систему охлаждения. Радиатор системы охлаждения фотометрического блока размещен на внутренней стороне трубы телескопа. Эффективная площадь этого радиатора не может превышать площади главного зеркала. Охлаждение фотометрического блока усложняется тем, что температура жидкости в радиаторе невелика (так как фотометрические ПЗС-матрицы необходимо охлаждать до -40°C), а это резко снижает эффективность излучения энергии.

Радиатор блока электроники выводится на внешнюю поверхность модуля. Причем сегменты радиатора, расположенные на освещенной Солнцем стороне модуля, должны отключаться (иначе в этой части радиатора жидкость будет не остывать, а нагреваться). Для этого можно использовать термомеханические или электронные тепловые вентили. Важным является также выбор покрытия для внешнего радиатора. Желательно, чтобы оно обладало высоким коэффициентом отражения в оптическом диапазоне и было черным для излучения с температурой $\sim 100^{\circ}\text{C}$. Подобным свойством обладает, например, кварц.

Указанные проблемы охлаждения приборов в космосе являются общими и не связаны с МКС. Однако на борту МКС они усугубляются близким расположением мощных (1.5 кВт) радиаторов системы охлаждения основного американского блока станции. Необходимо искать пути решения проблемы размещения радиаторов системы охлаждения телескопа.

Микроатмосфера станции

Станция испускает различные газы, которые образуют вокруг нее так называемую микроатмосферу. Эти газы непрерывно рассеиваются в пространстве, но их плотность существенно выше, чем в окружающем пространстве. Плотность микроатмосферы резко повышается после включения реактивных двигателей (в ходе стыковок или изменения ориентации МКС) или выхода космонавтов за борт станции.

Основная проблема, вызываемая микроатмосферой, — оседание (намерзание) газов на различные поверхности. Для нормальной работы телескопа газы не должны попадать на поверхности зеркал и блока матриц. Для этого принимаются следующие меры:

1. На время стыковок, выхода космонавтов в открытый космос, включения двигателей МКС и пилотируемых кораблей телескоп закрывается плотной крышкой (наблюдения в это время не ведутся).
2. Зеркала телескопа нагреваются до $+20\text{ }^{\circ}\text{C}$, что препятствует намерзанию газов.
3. Охлаждаемый блок ПЗС-матриц закрывается газонепроницаемой пленкой с прозрачной защитной крышкой.

Заключение. Научные задачи «Лиры-Б»

Создание многоцветного фотометрического каталога

Создание каталогов звезд и других небесных объектов — классическая задача астрономии. Из этих каталогов астрономы черпают основную информацию при статистических исследованиях и выбирают объекты для детального изучения.

В 80-х гг. XX в. по фотопластинкам, снятым в двух полосах и содержащим 14 млн звезд примерно до 15^m (правда, с точностью

измерений только 0.6^m — типичной для всех каталогов, полученных сканированием фотопластинок), был создан Gide Star Catalog для Хаббловского космического телескопа. Современных *высокоточных многоцветных фотоэлектрических* каталогов звезд сравнимых с ним по объему данных, еще не создано (каталоги Tycho-2, 2MASS и SDSS удовлетворяют не всем условиям).

В компилятивных каталогах измерения в разных спектральных полосах проведены в разное время, что часто приводит к большим ошибкам в цветах звезд. Весьма велика необходимость в высокоточных однородных каталогах величин и колор-индексов для различных областей звездной астрономии и астрофизики. Сегодня планируется и проводится много обзоров неба в УФ и ИК диапазонах. Парадоксальность ситуации заключается в том, что нет одновременных измерений в разных оптических диапазонах, что не позволяет связать эти обзоры друг с другом, а также уверенно вычислить цвета переменных и уникальных объектов. Каталог, полученный в рамках эксперимента «Лири-Б», должен решить эту задачу.

Изучение Галактики

Появление каталога высокоточных измерений потоков от звезд в нескольких спектральных полосах открывает широкие перспективы для звездной астрономии и астрофизики, что особенно важно в связи с перспективой получения в ближайшие годы точных координат для большого количества объектов. Это вкупе с высокой точностью измерений позволит изучить тончайшие статистические закономерности в строении Галактики, распределении поглощающей материи и определить для миллионов звезд их физические характеристики (светимость, особенности химсостава, ускорение свободного падения на поверхности, скорости вращения и т. п.). По этим данным можно будет уточнить эволюционные треки звезд, их особенности и многое другое. Даже перечисление задач, которые можно решать на таком статистическом материале, займет не одну страницу.

Открытие и изучение переменных звезд

За год эксперимента каждый объект будет измерен в среднем 20 раз. Вблизи полюсов число измерений растёт и доходит до 1500 раз в год. Это позволяет открывать новые переменные звезды и с умеренным качеством (а для приполярных областей — с высоким) их исследовать. Если хотя бы 1 % звезд — переменные, то эксперимент

«Лири-В» позволит обнаружить около 4 000 000 кандидатов в переменные звезды, что в сотни раз превышает количество известных сегодня переменных. Статистическая обработка вновь открытых переменных звезд позволит найти и/или уточнить следующие характеристики:

- неискаженное селекцией наблюдений частотное распределение переменных по типам;
- пространственное распределение переменных разных типов и их связь со строением Галактики;
- статистические параллаксы для разных типов переменных и их пространственные плотности в Галактике.

Вероятно также открытие новых типов переменных и уточнение их существующей классификации.

Создание системы фотометрических стандартов

Многочисленные измерения звезд позволят с большой достоверностью разработать однородную систему фотометрических стандартов до 14^m по всему небу. В настоящее время необходимость такой системы не вызывает сомнений в связи с широким использованием для многоцветной фотометрии ПЗС-приемников, которые невозможно привязывать к существующим сегодня значительно более ярким фотометрическим стандартам. Такая система стандартов позволит проводить также фотометрическую калибровку различных УФ и ИК фотометрических систем и устранить систематические ошибки, связанные с временной нестабильностью кривых реакции (подробнее см. [8]). Подобная система стандартов имеет несомненную ценность и для уже проведенных наземных и космических наблюдений. В частности, цвета и величины, полученные сегодня Хаббловским космическим телескопом, имеют точность того же порядка, что и стандарты, к которым осуществляется привязка, т. е. порядка 0.5^m. Полученная система стандартов позволит пересчитать уже измеренные потоки и повысить точность данных космического телескопа.

Кривые реакции аппаратуры, установленной на космическом аппарате, подвержены сравнительно быстрым изменениям (из-за загрязнения сопутствующей газовой-пылевой оболочкой; действия космических лучей; старения материалов). Однако большое количество измерений постоянных звезд в предлагаемом эксперименте, позволит

выявить изменения кривых реакции и уменьшить систематическую ошибку. Для уверенного исключения систематических ошибок важна поддержка космического эксперимента координированными наземными измерениями. Целесообразно возвращение светофильтров и ПЗС-матриц на Землю для последующих метрологических измерений. Это позволит решить задачи абсолютной калибровки фотометрических и спектрофотометрических измерений небесных объектов.

Создание многоцветного цифрового атласа неба

В ходе эксперимента «Лира-Б» все небесные объекты до 14^m будут измерены с точностью лучше 0.001^m . Существенно большее количество более слабых объектов (до 16^m) будут измерены с точностью лучше 0.03^m . С фотометрической точки зрения ценность таких измерений невелика, однако, поскольку измерения будут сопровождаться определением координат объектов с точностью лучше $1''$, этот массив данных образует многоцветный цифровой атлас небесных объектов — основу для проведения дальнейших фотометрических и астрометрических исследований.

Кометы и малые тела в Солнечной системе

Реализация эксперимента даст возможность составить цифровой атлас небесных объектов до $15-16^m$ в разных спектральных полосах. С помощью этого атласа в ходе того же эксперимента можно обнаружить объекты, движущиеся со скоростью от $10''$ до 1° в неделю, т. е. отождествить тела, принадлежащие Солнечной системе. Многократное получение их координат с точностью около $1''$ позволит создать каталог орбит комет и малых тел Солнечной системы и использовать его для прогнозирования космической угрозы.

Новые фотометрические методики

На основе каталога стандартов и многоцветного цифрового атласа неба можно будет разрабатывать методики широкопольной и субпиксельной наземной фотометрии умеренной точности. Такие методики могут применяться для массовых систематических наблюдений переменных звезд на автоматических и широкопольных инструментах.

Выполнение данной работы было поддержано грантами РФФИ 06-02-16025, 07-02-00961, 08-02-00387.

Список литературы

1. *Johnson H. L., Morgan W. W.* Fundamental stellar photometry for standards of spectral type on the revised system of the Yerkes spectral atlas // *Astrophys. J.* 1953. Vol. 117. P. 313.
2. *Johnson H. L.* The absolute calibration of the Arizona photometry // *Comm. Lunar Plan. Lab.* 1965. Vol. 3. P. 73.
3. *ESA.* The Hipparcos and Ticho Catalogues // *ESA.* 1997. SP-1200. 17 p.
4. *Корнилов В. Г., Волков И. М., Захаров А. И. и др.* Каталог WBVR-величин ярких звезд северного неба // *Тр. ГАИШ.* 1991. Т. 63. С. 3—400.
5. *Hog E., Fabricius C., Makarov V. V. et al.* The Tycho-2 catalogue of the 2.5 million brightest stars // *Astron. Astrophys.* 2000. Vol. 355, P. L27—L30.
6. *Skrutskie M. F., Cutri R. M., Stiening R. et al.* The Two Micron All Sky Survey (2MASS) // *Astron. J.* 2006. Vol. 131. P. 1163.
7. *Adelman-McCarthy J. K., Agüeros M. A., Allam, S. S. et al.* The Fifth Data Release of the Sloan Digital Sky Survey // *Astrophys. J. Suppl.* 2007. Vol. 172. P. 634.
8. *Миронов А. В., Захаров А. В., Прохоров М. Е.* Проблемы современной астрофотометрии // настоящий сборник, С.??

БЛИЗКИЕ ГАЛАКТИКИ: СВОЙСТВА И ПРОИСХОЖДЕНИЕ

Сорок лет назад, когда создавались классические теории формирования галактик, про глобальные свойства галактик знали в основном только то, что было видно глазом на фотопластинке: что одни галактики (эллиптические) сфероидальны по форме и имеют красный цвет, а другие (спиральные) плюс к сфероиду имеют еще и плоский диск и в целом голубые. Теперь мы знаем неизмеримо больше. И любые теории формирования галактик, на каких бы идеях они не основывались, должны дать конечный продукт, удовлетворяющий колоссальному количеству наблюдательных данных. Некоторые из них будут здесь обсуждены.

Как разделил еще Хаббл, галактики бывают эллиптические, линзовидные и спиральные (бывают еще и неправильные, но их часто объединяют со спиральными: они тоже имеют глобальный диск, и больше ничего другого, и голубой цвет). В наших непосредственных окрестностях, иногда называемых «локальной Вселенной», соотношение морфологических типов таково: $N(E) : N(S0) : N(S+Irr) = 13 \% : 20 \% : 67 \%$ (по данным каталога ярких галактик APM). То есть спиральных галактик больше, чем эллиптических и линзовидных, вместе взятых. Однако это соотношение очень сильно зависит от того, насколько плотно в данном месте расположены галактики (т. н. соотношение «морфология–окружение»). Вышеприведенная пропорция относится к «полю», т. е. разреженному распределению галактик вне скоплений. В скоплениях на $z \leq 0.2$ доминируют линзовидные и эллиптические галактики: эллиптических галактик — примерно 20–30 %, а линзовидных — около 50 %. Спиральных галактик в скоплениях совсем мало, и они там необычные: слишком красные и бедные газом по сравнению со спиральными галактиками такой же светимости в «поле».

Рассмотрим теперь отдельно «ранние» (эллиптические и линзовидные) и «поздние» (спиральные и неправильные) типы галактик.

Внутри морфологического типа, даже такого достаточно однородного, как эллиптические галактики, существуют свои зависимости и свои подтипы. Что касается эллиптических галактик, то для них еще в 70-е гг. был установлен ряд эмпирических зависимостей между измеряемыми интегральными характеристиками: корреляция интегральной светимости с цветом, которая при ближайшем рассмотрении оказалась зависимостью металличности звезд от массы галактики (чем массивнее галактика, тем больше в ее звездах тяжелых элементов, $Z \propto M^{0.25}$); т. н. зависимость Фабера-Джексона $L \propto \sigma^4$, связывавшая массу галактики с ее светимостью; и структурное соотношение Корменди $R_e \propto I_e^{-0.8}$ (индекс e означает «эффективный», т. е. «измеряемый на некотором характерном расстоянии от центра»; зависимость качественно указывает на то, что чем больше эллиптическая галактика, тем ниже ее средняя поверхностная яркость). Последние две зависимости были со временем объединены в т. н. «фундаментальную плоскость»: $R_e \propto \sigma_*^{1.4} I_e^{-0.8}$ (R_e — эффективный радиус галактики, σ_* — дисперсия скоростей звезд, I_e — средняя поверхностная яркость галактики внутри эффективного радиуса). Существование «фундаментальной плоскости» означает, что в трехмерном пространстве характеристик, где по трем осям — размер галактики, дисперсия скоростей звезд в ней (т. е. масса) и средняя поверхностная яркость (т. е. светимость с единичной площади), эллиптические галактики расположены не произвольно, а сконцентрированы к плоскости: один из параметров полностью определяется двумя другими. Специалисты-динамики тут же скажут вам, что существование фундаментальной плоскости — это прямое следствие теоремы вириала; это и так, и не так, потому что для однородных гомологичных (т. е. с одинаковым законом пространственного распределения плотности) звездных систем фундаментальная плоскость должна выглядеть чуть по-другому: $L \propto \sigma_*^2 I_e^{-1}$. Отступление от «правильных» показателей степени, да еще и разное в разных длинах волн, скорее всего означает негомологичность эллиптических галактик, например, присутствие «погруженных» в сфероиды слабых звездных дисков, образовавшихся «отдельно» от остальной галактики и разных в разных галактиках в зависимости от окружения и общего хода эволюции.

С тем, что эллиптические галактики в массе своей негомологичны, уже никто особо не спорит; но интересно, что степень него-

мологичности, так же, как и вся динамика системы, сильно зависит от интегральной светимости. Яркие эллиптические галактики ($M_B \leq -20.5$), как правило, имеют прямоугольные (boxy) изофоты, почти не вращаются, а их сплюснутость (триаксильность?) поддерживается анизотропной дисперсией скоростей звезд. Более слабые эллиптические галактики, как правило, имеют дискообразные изофоты (с избытком яркости на большой оси), их сфероиды по форме могут быть «изотропными ротаторами», т. е. их сплюснутая форма как раз соответствует балансу гравитационных и центробежных сил — вращение у таких галактик бывает довольно быстрым.

Когда все сфероидальные галактики нанесли на фундаментальную плоскость, выявилось еще одно принципиальное (эволюционное?) различие между большими и маленькими сфероидальными галактиками — структурное. На этот раз граница проходила примерно по абсолютной звездной величине $M_B = -18$. Среди более ярких эллиптических галактик выполняется соотношение Корменди: чем ярче галактика, тем ниже ее средняя поверхностная яркость. Для карликов же, $M_B > -18$, все наоборот: чем интегрально слабее галактика, тем ниже ее поверхностная яркость. Из-за этого на проекции фундаментальной плоскости «плашмя» видны две «последовательности» — примерно перпендикулярные друг другу полосы, вдоль которых распределены галактики. Интересно, что последовательность ярких галактик продолжается в сторону слабых интегральных звездных величин, правда, только несколькими уникальными объектами, среди которых — спутник Туманности Андромеды, компактная эллиптическая галактика M 32. Аналогов M 32 сейчас известно всего пять, и все они — либо спутники больших галактик, либо располагаются в центральной части скоплений галактик.

Граница же разделения эллиптических галактик $M_B \approx -20$ получила в прошлом году новое интересное значение. Лаурой Феррарезе, Патриком Коте и их соавторами было закончено фотометрическое исследование профилей поверхностной яркости эллиптических галактик в Скоплении Девы по данным камеры ACS Хаббловского космического телескопа. Камера эта выгодно отличается от предыдущих фотометрических приборов HST тем, что сочетает высокое пространственное разрешение (0.1 угловые секунды) с довольно большим полем зрения, куда помещается не только самая центральная часть галактики, но практически вся галактика в пределах эффективного радиуса для расстояний порядка Скопления Девы. Поэтому исследуемые профили поверхностной яркости получились длинные

и позволяли вписывать в себя параметрические законы с высокой точностью приближения. Оказалось, что самые центральные части, в пределах одной секунды, часто выпадают из общего закона радиального распределения поверхностной яркости. Причем у больших галактик, $M_B < -20$, в центре наблюдается недостаток яркости, а у более слабых эллиптических галактик — избыток яркости над экстраполированным из внешних областей законом радиального распределения. Эллиптические галактики же с точно $M_B = -20$ вплоть до самого центра хорошо описываются одним законом — в них нет ни избытка, ни недостатка яркости в центре. Тот избыток яркости (массы?), который наблюдается в относительно небольших эллиптических галактиках, Феррарезе с товарищами назвали «звездными ядрами» и померяли их характеристики — светимость, возраст и др., определили массы светящегося вещества звезд. И оказалось, что массы звездных ядер составляют каждый раз одну и ту же величину от массы родительской галактики — примерно 0.2 %. Интересно, что абсолютно таким же соотношением связаны массы центральных черных дыр с массой родительской галактики в более ярких эллиптических галактиках — как раз в тех, где наблюдается недостаток яркости в центре. Во всем этом угадывается какой-то фундаментальный закон эволюции звездных сфероидов: центральное тело образуется всегда по одним и тем же правилам, но в небольших галактиках это получается звездное тело, а в больших — черная дыра.

Самый популярный сейчас механизм, предлагаемый для формирования эллиптических галактик, — это т. н. «большой мержинг», т. е. слияние двух галактик близких масс. Мержинг остается «большим» до соотношения масс сливающихся галактик примерно 1 : 4 — если меньше, то это уже «малый мержинг». Предполагается, что эллиптические галактики получаются слиянием двух спиральных (дисковых) — такие события в численных динамических экспериментах дают похожий на наблюдаемые эллиптические галактики «продукт». Причем самые яркие эллиптические галактики — те, что с прямоугольными изофотами и нулевым вращением — хорошо моделируются слиянием двух звездных систем с отношением масс 1 : 1, а те, что поменьше, с дискообразными изофотами, — слиянием галактик с отношением масс 1 : 3. Однако в тех спиральных галактиках, которые мы знаем, т. е. в неслившихся, всегда есть газ в большем или меньшем количестве. От того, играет ли газ при слиянии двух галактик значительную роль, зависит, каков будет «продукт» слияния: если газа много, слияние будет сопровождаться вспышкой звез-

дообразования и в «продукте» будут в центре относительно молодые звезды, скорее всего в форме компактного звездного диска. Насколько распространены на самом деле в реальных эллиптических галактиках такие вложенные диски, вопрос пока открытый. Соответственно две конкурирующие модели слияний, предлагаемые для происхождения эллиптических галактик — с газом или без, диссипативные или бездиссипативные, или еще в последнее время их стали называть «мокрые» (wet) или «сухие» (dry), — пока имеют примерно равные шансы на успех. И у той и у другой модели есть серьезные нестыковки с наблюдениями.

Совершенно не вписываются в иерархическую парадигму происхождения эллиптических галактик через слияние дисковых галактик во все более и более крупные звездные конгломераты данные о средних возрастах и химическом составе звездного населения эллиптических галактик. Если мерзеры были «сухими», то откуда корреляция металличности со светимостью? А если они были «мокрыми», то почему звездное население в центрах гигантских эллиптических галактик очень старое? Более того, уже обнаружена корреляция светимости эллиптических галактик со средним возрастом звездного населения: чем мельче галактика, тем моложе ее звездное население, а самые гигантские эллиптические галактики (которые должны были появиться из серии слияний позже всех) имеют самое старое звездное население. Но самую большую и неразрешимую загадку представляет тонкий «рисунок» химического состава звезд в эллиптических галактиках. При общей металличности звездного населения, близкой к солнечной, соотношение обилий магния и железа в звездах эллиптических галактик не такое, как на нашем Солнце, и не такое, как в диске нашей Галактики: магния по отношению к железу больше в 2—3 раза, причем и тут наблюдается корреляция со светимостью галактики: чем больше галактика, тем сильнее ее звезды переобогащены магнием. Что означает именно такой химический состав звезд? Самое естественное и популярное среди исследователей объяснение — через длительность эпохи основного звездообразования. Дело в том, что и в нашей Галактике есть звезды, переобогащенные магнием, это звезды сфероидальных подсистем, гало и балджа. В нашей Галактике, по данным об индивидуальных скоплениях и звездах, мы знаем точно, что гало и балдж сформировались за очень короткое время, не превышающее 1 млрд лет. В тонком диске звездообразование шло в течение 8—9 млрд лет, и вот результат — солнечное отношение обилия магния (и вообще всех α -элементов, и кислорода тоже) и обилия

железа. В моделях химической эволюции это получается естественным образом: α -элементы образуются в ходе эволюции массивных звезд и выбрасываются в межзвездную среду сверхновыми типа II, а массивные звезды живут мало, порядка 10 млн лет, и вот новые элементы вводятся в оборот уже через 10 млн лет после начала звездообразования. А железо поставляется в основном сверхновыми типа Ia, несколько десятых долей массы Солнца с одной сверхновой. SNIa — это двойные звезды с компонентами в основном небольших масс. Расчеты показывают, что пик частоты вспышек сверхновых типа Ia приходится на момент 1–3 млрд лет после начала звездообразования. То есть железо синтезируется с задержкой во времени по отношению к синтезу α -элементов, и если звездообразование не «продержится» до момента максимума частоты вспышек SNIa, железа в новых звездах будет не хватать — по отношению к солнечному «рисунку» соотношения обилий элементов. И чем сильнее не хватает железа, значит тем короче была вспышка звездообразования: отношение магния к железу — это индикатор длительности эпохи звездообразования. В эллиптических галактиках получается тогда, что чем массивнее галактика, тем быстрее она сформировалась. Внятной модели для такой зависимости пока не предложено.

Линзовидные галактики

Как известно, линзовидные галактики — это доминирующее население в близких скоплениях. От эллиптических галактик они отличаются тем, что у них, плюс к звездному сфероиду-балджу, есть еще и крупномасштабный диск, а от спиральных галактик они отличаются тем, что в их дисках не идет звездообразование; соответственно цвет у них красный, а отношение светимостей (масс) балджа и диска в среднем больше, чем у спиралей. В 1978 г. был открыт эффект Батчера—Эмлера: в двух скоплениях на $z \approx 0.4$, богатых и с хорошо срелаксированной структурой, обнаружилось много голубых галактик, тогда как рядом с нами все галактики в таких скоплениях — красные. Батчер и Эмлер предположили, что они видят спиральные галактики (которые и рядом с нами имеют голубой цвет, в отличие от линзовидных), которые позже, к $z \approx 0$, превратятся в линзовидные. А вот каким именно образом произойдет это превращение, немедленно объяснили Ларсон с соавторами (1980).

Прежде всего, оценив по цвету темпы звездообразования в выборке близких спиральных галактик, Ларсон, Тинсли и Колдуэл нари-

совали гистограмму для времен исчерпания нынешнего запаса газа в дисках — получилось в среднем 4 млрд лет. Не живем ли мы в выделенный момент жизни Вселенной, когда все спиральные галактики вот-вот исчерпают свое топливо для звездообразования и превратятся в линзовидные? Нет, полагали Ларсон с соавторами, скорее нынешние темпы звездообразования в глобальных дисках спиральных галактик поддерживаются за счет постоянного притока газа извне, из протяженного газового гало или путем падения мелких иррегулярных спутников. Заметим в скобках, что эта идея живет до сих пор и является основой моделей химической эволюции спиральных галактик. Если спиральные галактики всю свою жизнь достраивают свои диски за счет внешнего газового резервуара и если несколько миллиардов лет назад какая-то спиральная галактика вдруг попала в плотное окружение (скопление), где с нее этот резервуар содрали, то она еще некоторое время будет спиральной — пока не кончится собственный газ диска. А потом ее звездообразование угаснет и она превратится в линзовидную. Поскольку диск она достроить не успела до тех размеров, до которых достроили свои диски современные спирали, у нее и отношение балдж/диск будет выше, чем у спиралей. Посчитали модельный цвет через несколько миллиардов лет после прекращения звездообразования и выяснили, что уже через 5 млрд лет он будет меньше, чем на 0.04, отличаться от цвета старой эллиптической галактики. Модель явно выглядела жизнеспособной.

Во времена открытий Батчера и Эмлера пространственное разрешение наземных наблюдений еще не позволяло проводить морфологическую классификацию галактик на $z \sim 0.4$: они видели, что галактики голубые, совсем как близкие спиральные, но разглядеть конкретное строение галактики и тем более сами спиральные рукава в дисках они, конечно, еще не могли. С тех пор наблюдательная техника сильно ушла вперед, а после починки Хаббловского космического телескопа, когда он обрел ожидавшееся с самого начала разрешение $0.1''$, морфологическая классификация галактик вплоть до $z \sim 1$ стала очень популярным занятием (см. обзоры Дресслера, Поджянти, Фазано и их соавторов). Голубые объекты Батчера—Эмлера действительно оказались спиральными галактиками. На красных смещениях 0.4—0.5 напрямую наблюдается аккреция спиральных галактик поля (как мы помним, в поле спиральные галактики составляют до 70 % всех галактик) на скопления галактик. Чаще всего спиральные галактики «падают» на скопления группами, и чем дальше продвигаются вглубь скопления, тем меньше в

них видно звездообразования, тем больше они становятся похожи сначала на «анемичные» красные спирали близких скоплений, а потом, вероятно, должны превращаться в S0. Если процент эллиптических галактик остается в скоплениях по наблюдениям постоянным на протяжении последних 6—8 млрд лет, то процент содержания линзовидных и спиральных галактик меняется в противофазе. Если сосредоточиться на средней тенденции, то на $z = 0.4$ линзовидных галактик в скоплениях было совсем мало, меньше 20 %, а спиральные составляли больше половины всего населения; на $z = 0$ ситуация зеркальная — 20 % спиралей и 50 % линзовидных. Естественно предположить, что и правда спиральные галактики превратились в линзовидные...

Спиральные галактики

В спиральных галактиках известны три их фундаментальных свойства:

- экспоненциальные тонкие звездные диски,
- плоские кривые вращения,
- соотношение Талли—Фишера между интегральной светимостью галактики и скоростью вращения ее диска, в какой-то степени аналогичное фундаментальной плоскости для эллиптических галактик.

Фотометрическая структура

Что касается дисков, то еще в 1970 г. Фриман в своей классической фотометрической (наблюдательной!) работе установил, что во внешних частях спиральных — и линзовидных — галактик выполняется экспоненциальный закон падения поверхностной яркости вдоль радиуса, $I \propto \exp(-r/r_h)$, и этот закон выдерживается с хорошей точностью на протяжении 2–3 характерных масштабов r_h . Правда, Фриман еще нашел и постоянство центральной поверхностной яркости дисков, $\mu_{B,0} = 21.7$ с весьма небольшим разбросом, но этот результат с тех пор неоднократно оспаривался со ссылкой на эффекты селекции. А вот экспоненциальные диски прижились. Правда, с увеличением проникающей силы и точности фотометрических

наблюдений картина, конечно, сильно усложнилась. Последние фотометрические обзоры спиральных галактик показали, что на самом деле крупномасштабные звездные диски *кусочно*-экспоненциальные. На рис. 1 схематично изображены типы звездных дисков согласно последней классификации Эрвина. Чисто экспоненциальные диски, в которых один масштаб выдерживается на всем наблюдаемом протяжении диска, встречаются менее, чем в одной трети всех спиральных галактик. Гораздо чаще можно выделить **два** сегмента с двумя разными характерными экспоненциальными шкалами r_h . Если у внешнего сегмента шкала короче, чем у внутреннего, такие диски называются «обрезанными» (truncated). Если, наоборот, у внешнего диска шкала больше, чем у внутреннего, такие диски Эрвин назвал 'antitruncated', а я уже лет 10 называю «двухъярусными». Если «обрезанные» диски из общих соображений ожидалось исследователями, особенно в галактиках в достаточно плотном окружении, в группах, где приливное взаимодействие с соседями или гидродинамическое взаимодействие с горячей межгалактической средой может «обдирать» внешние части дисков, то явление двухъярусных дисков внятного объяснения пока не имеет. А между тем, по статистике Эрвина, в спиральных галактиках поля доля двухъярусных дисков может доходить до двух третей всех галактик!

Если экспоненциальный профиль яркости в дисках является признанным фундаментальным свойством спиральных галактик, то с точкой зрения на профили яркости в балджах в последние годы произошли кардинальные перемены. Еще совсем недавно считалось, что поверхностная яркость в балджах падает вдоль радиуса по закону де Вокулера — точно как в эллиптических галактиках, что служило основанием для отождествления эволюционного статуса балджей и эллиптических галактик. Но в середине 90-х гг. массовые высокоточные фотометрические обзоры полных выборок близких спиральных галактик показали, что универсального профиля яркости для балджей не существует. Точнее, можно считать вполне применимым так называемый закон Серсика, $\log(I) \propto r^{1/n}$, если n — свободный параметр; и экспоненциальный профиль и закон де Вокулера являются частными случаями закона Серсика, первый — для $n = 1$, второй — для $n = 4$. Так вот, в спиральных галактиках n может меняться от 0 до 4, с максимумом частоты встречаемости на $n = 2$. Наблюдается корреляция между морфологическим типом (и соответственно относительной светимостью балджа) и n : чем более ранний тип у спиральной галактики, чем более заметный вклад в интегральную

светимость вносит ее балдж, тем большим значением n описывается профиль яркости в ее балдже. У поздних спиралей, Sc-галактик, балджи небольшие, и профиль яркости в балдже экспоненциальный, с характерным радиальным масштабом порядка 10 % от радиального экспоненциального масштаба диска. Происхождение таких «экспоненциальных» маломассивных балджей сейчас решительно отделяют от механизмов происхождения эллиптических галактик и связывают с так называемой «секулярной эволюцией» дисков галактик — медленными плавными процессами структурной перестройки под действием в основном внутренних неустойчивостей, или мягких внешних гравитационных воздействий постоянных соседей (спутников) (см. обзор Корменди и Кенниката 2004). Их даже называть стали «псевдобалджами», потому что многими своими свойствами — экспоненциальным профилем яркости, низкой дисперсией скоростей звезд, богатым набором структурных деталей — они напоминают диски и отличаются от больших балджей. Считается, что псевдобалджи образовались из материала диска, «сползавшего» к центру галактики в течение миллиардов лет под воздействием бара. Кстати, бары сейчас тоже считаются транзитными структурами: они могут возникать в дисках галактик, потом «рассасываться», потом образовываться снова. Так что если сейчас в галактике нет бара, это не значит, что там не может быть псевдобалджа: бар мог сделать свое дело несколько миллиардов лет назад, а потом разрушиться.

Динамика спиральных галактик

Если бы и закон падения поверхностной **плотности** по радиусу был таким же, как у яркости, т. е. если бы отношение массы к светимости по всей галактике было бы постоянным, то форма кривой вращения такого диска могла бы быть точно определена без специальных спектральных наблюдений: интегрируя потенциал в кольцах и приравнивая гравитацию центробежной силе, мы получаем плавный рост скорости вращения где-то до $2r_h$, а потом такое же плавное, или чуть плавнее, падение. Однако наблюдатели не поверили на слово и были правы: когда к 1981 г. Босма измерил кривые вращения нейтрального водорода в нескольких десятках спиральных галактик — а диски HI, как правило, намного протяженнее «хозяйских» звездных дисков, — они в большинстве случаев оказались «плоскими», т. е. скорость вращения была примерно постоянна вплоть до последней (по радиусу) измеренной точки. Это означало, что кроме видимого

свещающегося вещества (звезды+газ) на больших расстояниях от центра есть еще что-то, гравитирующее, но не светящееся. Это «что-то» называют скрытой массой, или темной материей. Вполне возможно, что это та самая темная материя, которая, по мнению космологов, формирует крупномасштабную структуру Вселенной (хотя и не все исследователи принимают эту гипотезу). Вопросом, бурно обсуждаемым до сих пор, является другое: а в пределах оптического (звездного) диска доминирует ли в гравитации видимое звездно-газовое вещество? Или и здесь все определяется гравитацией темной материи? Тут мнения расходятся. Дело в том, что с математической точки зрения задача некорректна — разложить единую кривую вращения на «звездный», «газовый» и «темный» компоненты можно разными способами, и все они будут демонстрировать примерно равную точность приближения. Большинство исследователей считает, что в ярких галактиках в центральных областях гравитация темной материи практически не чувствуется — все определяет звездный диск. Эта «партия» является сторонницей «максимальных дисков». У них есть и противники, которые приводят убедительные аргументы в пользу по крайней мере равного вклада барионов и темной материи. Силы, на мой взгляд, пока примерно равны.

Что касается соотношения Талли—Фишера, то оно было установлено еще в одной классической наблюдательной работе (R. B. Tully, J. R. Fisher, 1977), сначала только по двум десяткам галактик и только в одном голубом фильтре: $L_B \propto v_{rot}^{2.5}$. Позднее выяснилось, что зависимость становится круче, если рассматривать светимость во все более красном диапазоне спектра, вплоть до фильтра K : $L_K \propto v_{rot}^4$. Сейчас сам Тулли думает, что это чистый эффект поглощения пылью в дисках спиральных галактик, и истинным физическим законом является последний вариант, со степенью четверка. Любопытно, что следствием теоремы вириала соотношение Tully—Fisher являлось бы, если светимость и масса, измеряемая скоростью вращения, относились бы к одному и тому же компоненту галактики — звездам. Однако, по современным представлениям, скорость вращения на больших радиусах — и суммарная масса — относятся к темной материи, а светимость, естественно, к звездам; тогда такая тесная связь между ними становится нетривиальным, чисто эмпирическим фактом, требующим отдельного теоретического осмысления. Если соотношение Талли—Фишера едино для всех спиральных галактик, это вроде бы должно означать, что соотношение темной и барионной материи — одно и то же во всех галактиках, что темное и барионное

вещество с начала и до конца очень хорошо перемешаны. На самом деле все не так просто. Хотя скорости вращения спиральных галактик и коррелируют с их светимостью, но вокруг этой степенной зависимости существует значимый разброс точек, это наблюдательный факт, и повышением точности измерений этот разброс не убирается. И как ни пытались исследователи найти «второй параметр», величина отскока галактики от соотношения Талли—Фишера ни с чем не коррелирует. В недавних модельных расчетах Гнедина и др. (2007) было наконец решительно сказано: отношение масс дисков и темных гало — разное в разных галактиках. Более того, модели, которые адекватно воспроизводят соотношение Талли—Фишера, это модели, где доля звездного диска в общей массе галактики зависит от поверхностной плотности диска. То есть теоретики с другого конца пришли к тому, о чем уже давно подозревали наблюдатели: максимальные звездные диски встречаются только в галактиках с высокой поверхностной яркостью (плотностью); чем слабее поверхностная яркость диска, тем меньший вклад в общую гравитацию вносит этот диск; и наконец, в так называемых галактиках низкой поверхностной яркости динамика полностью определяется гравитацией темной материи на протяжении всей галактики, от центра до края.

Химическая эволюция спиральных и неправильных галактик

А что химический состав спиральных галактик, как он ограничивает модели их формирования? Из спиральных галактик ближе всего к нам — наша собственная, и ее химический состав изучен как никакой другой. И эти данные по химическому составу звезд диска нашей Галактики, ближайших окрестностей Солнца, не укладываются в рамки простейших представлений о химической эволюции галактик. Казалось бы, если в диске все время идет звездообразование, все время образуются новые массивные звезды, которые вырабатывают новые тяжелые химические элементы, средняя металличность диска Галактики должна со временем возрасти. Тогда самые старые звезды должны быть заметно беднее металлами, чем молодые. Между тем в диске наблюдается крайне слабая зависимость «возраст—металличность», наклон этой корреляции полностью тонет в разбросе металличностей звезд одного возраста. Но хуже того, и этот разброс слишком мал — время от времени его просто объявляют равным точности определения металличности. Звезды с мас-

сой около одной массы Солнца, G-карлики, их время жизни около 10 млрд лет — больше возраста диска, они все имеют примерно солнечную металличность. А между тем среди них должно быть немало совсем старых звезд — и где же тогда начальные G-карлики, бедные металлами? А совсем молодые G-карлики — почему их металличность такая же, как у Солнца, которому 4.5 млрд лет? Эту загадку называли «проблемой G-карликов», и любая модель эволюции нашей Галактики должна была прежде всего решить именно проблему G-карликов.

«Простая» модель химической эволюции замкнутой звездно-газовой системы, при допущении мгновенного (по отношению к моменту образования звезды) возврата вновь синтезированных элементов в межзвездную среду и совершенного перемешивания элементов по всему объему, хорошо поддается аналитическому решению. В результате получается, что мгновенное содержание элемента и доля массы галактики в газовой фазе связаны простой формулой: $Z = y \ln(1/\mu)$. Здесь коэффициент пропорциональности y , «yield» («выход»), — отношение массы звезд, переработанных в новые тяжелые элементы, к массе поколения звезд, «запертой» в долгоживущих остатках, — известен из теории нуклеосинтеза в звездах (если зафиксировать начальную функцию масс звезд). Например, для кислорода теоретическое значение $y = 0.0074$. Однако можно попробовать оценить y из наблюдений, сравнивая измерения относительной массы газа в галактике и наблюдаемое обилие кислорода (правда, чаще измеряемое не в звездах, а в газе). Для спиральных галактик из наблюдений получается среднестатистическое значение $y_{eff} = 0.003$, т. е. заметно меньше (для неправильных галактик — еще чуть-чуть меньше). Как же объяснить, что наблюдаемый «выход» кислорода меньше теоретического? Только тем, что несправедливо одно из допущений «простой» модели. Общественное мнение решило, что «отменить» надо замкнутость системы. Действительно, понизить «выход» тяжелых элементов можно двумя способами: убирать их из галактики сразу после выброса в межзвездную среду (outflow) или разбавлять, добавляя извне в систему малометаллический газ (inflow). Для спиральных галактик, включая нашу, сейчас принята вторая модель. Считается, что на диск нашей Галактики все время идет аккреция газа извне — из гало? из межгалактической среды? Темп аккреции — порядка темпа звездообразования и прямо пропорционален плотности звездного диска в месте аккреции; т. е., в центральных областях аккреция изначально шла с большей интенсивностью, а на перифе-

рии до сих пор еле теплится. Поэтому звездный диск быстро набирает звездную массу в центре и медленно — на периферии. Эта модель называется «inside—out», т. е. формирование изнутри—наружу.

Интересно, что хотя в неправильных галактиках наблюдается вроде примерно то же явление с химическим составом, что и в спиральных, т. е. в среднем пониженный эффективный выход тяжелых элементов, но объяснение предлагается прямо противоположное: галактический ветер. Физическая основа для этого — то, что неправильные галактики в среднем менее массивны, чем спиральные, им легче потерять газ, чем нагрести извне. Но недавние измерения обилия кислорода в выборке карликовых неправильных галактик Ван Зее и Хэйнес (2006) дали этой идее дополнительное подтверждение. Они сравнивали обилие кислорода с долей газа в общей массе галактик и обнаружили, что примерно треть выборки показывает эффективный выход кислорода, близкий к теоретическому, и это именно самые богатые газом галактики. Если бы доминировала аккреция извне, лишний газ, наоборот, должен был бы сопровождаться пониженным наблюдаемым «выходом». То есть понизить выход кислорода в галактиках двух третей выборки, не слишком богатых газом, логично было бы, удаляя этот газ вместе со свежесинтезированным кислородом. Так что в химической эволюции неправильных галактик главную роль играет «обогащенный» галактический ветер, порождаемый «вырыском» кинетической и тепловой энергии от вспышек звездообразования.

Список литературы

1. *Hubble E. P.* Realm of the Nebulae. Yale Univ. Press. 1936.
2. *Faber S., Jackson R.* // *Astrophys. J.* 1976. Vol. 204. P. 668.
3. *Kormendy J.* In: *Morphology and Dynamics of Galaxies*, Twelfth Advanced Course of the Swiss Society of Astronomy and Astrophysics // Eds. L. Martinet, M. Mayor, Sauverny: Geneva Obs. Press. 1982. P. 113.
4. *Djorgovski S., Davis M.* // *Astrophys. J.* 1987. Vol. 313. P. 59.
5. *Larson R. B., Tinsley B. M., Caldwell C. N.* // *Ibid.* 1980. Vol. 237. P. 692.
6. *Butcher H., Oemler A., Jr.* // *Ibid.* 1978. Vol. 219. P. 18.

7. *Fasano G. et al.* // Ibid. 2000. Vol. 542. P. 673.
8. *Tully R. B., Fisher J. R.* // Astron. Astrophys. 1977. Vol. 54. P. 661.
9. *Freeman K. C.* // Astrophys. J. 1970. Vol. 160. P. 811.
10. *Ferrarese L., Côté P. et al.* // Ibid. 2006. Vol. 644. P. L21.
11. *Côté P., Ferrarese L., et al.* // Ibid. 2007. Vol. 671. P. 1456.
12. *Bosma A.* // Astron. J. 1981. Vol. 86. P. 1791.
13. *Erwin P., Pohlen M., Beckman J. E.* // Ibid. 2008. Vol. 135. P. 20.
14. *Kormendy J., Kennicutt R. C., Jr.* // Ann. Rev. Astron. Astrophys. 2004. Vol. 42. P. 603.
15. *Gnedin O. et al.* // Astrophys. J. 2007. Vol. 671. P. 1115.
16. *Van Zee L., Haynes M. P.* // Ibid. 2006. Vol. 636. P. 214.

А. М. Соболев¹, М. С. Кирсанова²,
В. В. Крушинский¹, А. В. Моисеев³,
М. В. Юшкин³, А. М. Поляков¹, М. Томассон⁴,
А. Сисилиа-Агилар⁵, Т. Хеннинг⁵
¹Уральский государственный университет,
²Институт астрономии РАН, ³САО РАН,
⁴Onsala Space Observatory,
⁵Max-Planck-Institut fuer Astronomie

РОЖДЕНИЕ ЗВЕЗДНЫХ СКОПЛЕНИЙ В ГАЗО-ЗВЕЗДНОМ КОМПЛЕКСЕ S231—S235

В данной лекции на примере конкретного комплекса звездообразования рассматриваются механизмы, приводящие к рождению звездных скоплений, процессы, при этом происходящие, и методы исследования рождающихся звездных скоплений.

Газо-звездный комплекс S231—S235 включает в себя несколько развитых зон НП, созданных массивными звездами на границе гигантского молекулярного облака. Наиболее яркой из этих зон является S235 с центральной звездой спектрального класса O9.5V. В области комплекса наблюдаются признаки происходящих в настоящее время процессов звездообразования. К ним относится присутствие метанольных и водяных мазеров, множество компактных объектов, излучающих в радио и инфракрасном континуумах, а также наличие нескольких звездных скоплений, почти невидимых в оптике, но проявляющихся при звездных подсчетах в инфракрасном диапазоне.

Большая часть инфракрасных скоплений обнаруживается в окрестностях S235. Это дает возможность предположить, что образование скоплений индуцировано расширением зоны НП. Картографирование в молекулярных линиях $^{13}\text{CO}(1-0)$ и $\text{CS}(2-1)$ обнаруживает присутствие сгустков, относящихся к различным стадиям звездообразования: от его зарождения до выметания газовой оболочки, окружающей скопление.

Некоторые другие инфракрасные скопления, в частности S235A-B-C и S233IR, расположены далеко от расширяющихся зон НП. Образование этих скоплений может происходить в достаточной степени самопроизвольно, а также может быть связано с явлениями более

© А. М. Соболев, М. С. Кирсанова, В. В. Крушинский, А. В. Моисеев,
М. В. Юшкин, А. М. Поляков, М. Томассон, А. Сисилиа-Агилар,
Т. Хеннинг, 2008

крупного масштаба. Анализ излучения в линии на 21 см говорит о том, что в окрестности зоны НП S235A присутствует значительное количество атомарного водорода. В областях указанных скоплений обнаружены множественные молекулярные истечения и объекты Хербига-Аро, возникающие при мощных эпизодических выбросах из аккрецирующих звезд. Оптическая спектроскопия и фотометрия звезд в области S235A-B-C говорят о том, что многие из них находятся на стадии мощной аккреции. Установлено, что S235B, наиболее яркий объект в области, является Ae/Be звездой Хербига раннего спектрального класса В, т. е. звездой с довольно большой массой. Обнаружен ряд маломассивных звезд-аккреторов типа Т Tauri.

Таким образом, исследование процессов рождения звездных скоплений в газо-звездном комплексе S231—S235 говорит о том, что в этом комплексе звездные скопления возникают как вследствие расширения зон НП вокруг массивных звезд, так и вследствие явлений более мелкого и/или более крупного масштаба. При этом образование звезд больших, малых и промежуточных масс может происходить практически одновременно.

Работа поддержана грантом РФФИ (07-02-00628-а).

«Пока человек не понимает сути явления,
он пишет много формул, а когда поймет —
остается одно, от силы, — два выражения. . . »
Нильс Бор

БЕССИЛОВЫЕ МАГНИТНЫЕ КОНФИГУРАЦИИ

МГД-описание плазмы с магнитным полем

Дается краткое изложение основных положений магнитной гидродинамики как классической науки, допускающей наглядное истолкование основных эффектов на языке магнитных силовых линий, которые можно в мысленных экспериментах сжимать, растягивать, скручивать и даже «резать» и «перешивать». Вместе с тем подчеркивается нелинейный характер МГД-явлений, что обуславливает их высокую специфичность, нетривиальность и практическую неисчерпаемость.

Кратко анализируется система уравнений МГД и рассматривается переход к магнитогидростатике, решения которой успешно используются для описания достаточно медленно развивающихся явлений, когда можно считать, что система плавно проходит непрерывную последовательность равновесных состояний.

Магнитная сила, ее структура и особенности

Анализируется выражение для магнитной силы

$$F_m = \frac{1}{4\pi} [\operatorname{rot} \mathbf{B} \times \mathbf{B}],$$

разлагаемое на две составляющие: градиент магнитного давления поперек поля и продольное натяжение. Вместе с тем подчеркивается, что составляющая магнитной силы вдоль направления магнитного поля равна нулю. (Это обстоятельство важно учитывать, в частности, при анализе ключевой проблемы солнечного магнитного цикла: может ли магнитное поле, вышедшее на поверхность Солнца, утонуть, уйти вниз, чтобы дать место магнитному полю нового цикла?)

Бессиловые магнитные поля, их основные свойства

Дается определение бессилового магнитного поля: $\text{rot}\mathbf{B} = \alpha\mathbf{B}$, где α — псевдоскалярная функция (из условия $\text{div}\mathbf{B} = 0$ следует $\nabla\alpha\mathbf{B} = 0$). Обсуждаются его основные свойства. Подчеркивается, что, как следствие теоремы вириала, магнитное поле не может быть бессиловым всюду, во всем пространстве. Где-то обязательно должны существовать некие силовые границы, «стенки», которые бы удерживали магнитоплазменную конфигурацию в целом в состоянии равновесии. (Если такие стенки не вводятся в описание конфигурации, то в ней неизбежно появляются сингулярные точки, в которых напряженность магнитного поля обращается в бесконечность.) Таким образом, можно говорить о бессиловых магнитных конфигурациях только в условном смысле: внутренняя структура магнитного поля в том или ином образовании (волокне, жгуте, петле, пятне, вихре, глобуле и пр.) может быть очень близка к бессиловой, но вся система в целом, включая границы, на которых бессиловое приближение теряет силу, таковой не является.

Бессиловые магнитные жгуты постоянного и переменного сечения. Конфигурации с особенностями

Особый интерес для физики космической плазмы представляют скрученные магнитные трубки (магнитные жгуты), плавающие в океане высокопроводящей космической плазмы. Они могут быть, в первом приближении, описаны как цилиндрически симметричные трубки с малой кривизной и неизменной площадью сечения, так что распределение поля в них обладает цилиндрической симметрией: $\mathbf{B} \{ 0, B_z(r), B_\varphi(r) \}$, при этом малые тороидальные поправки, вызванные кривизной трубки, не учитываются.

В более реалистичной модели следует рассматривать аксиально-симметричные жгуты переменного сечения с тремя компонентами поля: $\mathbf{B} \{ B_r(r, z), B_\varphi(r, z), B_z(r, z) \}$. Важнейшее свойство, отличающее магнитные жгуты в космической плазме от лабораторных квазистационарных токов, протекающих по проводам, состоит в том, что полный электрический ток, протекающий через поперечное сечение жгута, равен нулю: $I = 0$ (экранированность тока или current

confinement). Бессиловой магнитный жгут с экранированным полным электрическим током имеет периодические по z особенности. Обсуждается приложение такого рода решений к моделированию солнечных вспышек.

Сферический магнитный вихрь

Для теории вспышек очень интересным может быть также магнитостатическое решение, описывающее сферический магнитный вихрь, удерживаемый во внешнем потенциальном поле. Для такого вихря характерно то, что его бессиловые состояния, образующие дискретный ряд, отделены друг от друга сингулярными состояниями, так что переход системы от состояния с одним значением параметра α к состоянию с другим (меньшим) значением α невозможен без катастрофы — без перехода через сингулярность, что естественно связать с явлением типа вспышки.

Сигмоидальная корональная аркада как предвспышечная магнитная конфигурация

Еще одна бессиловая магнитная структура — изогнутая магнитная аркада с закрытыми магнитными силовыми линиями — является весьма перспективным кандидатом на описание предвспышечной ситуации в активной области. Бессиловое равновесие такой структуры осуществляется лишь при вполне определенных значениях ее параметров. При выходе управляющих параметров за пределы данной области равновесных бессиловых состояний для такой закрытой аркадной конфигурации не существует. В этом случае возникает топологическая катастрофа, связанная с преобразованием закрытой магнитной структуры в открытую, т. е. с вытягиванием и пересоединением магнитных силовых линий, образованием токовых слоев и пр.

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕРМИЧЕСКОЙ ЭВОЛЮЦИИ ЗЕМЛИ. ПОЛЕЗНЫЕ УРОКИ

Период бурного этапа развития исследований термической эволюции Земли пришелся на 70—80-е гг. прошлого века.

Особую роль здесь сыграли две работы: А. Н. Тихонова [9] и фон Герцена (1938 г.), которые на несколько десятилетий определили идеологию геотермических исследований. В [9] показано, что из-за низкой теплопроводности вещества оболочек Земли тепловое состояние вблизи ее поверхности близко к стационарному. Фон Герценом была обоснована методика полевых определений плотности геотермического потока, которая, как показано [14] в период проведения работ над составлением «Геотермического атласа Европы», явно использует его стационарность и одномерность на глубине опробования. Эта методика широко вошла в практику полевых геотермических исследований [6, 7].

По экспериментально измеряемой плотности теплового потока на всей поверхности Земли, была получена количественная оценка суммарной мощности внутренних источников энергии Земли. В теоретической геологии это один из немногих считавшихся надежно установленными, фактов. Напомним, в стационарном состоянии для любого тела, имеющего объем V , полный тепловой поток через любую замкнутую поверхность Σ , охватывающую этот объем, равен суммарной мощности источников энергии, находящихся внутри этого объема:

$$-\int_{\Sigma} \lambda \nabla T \, d\vec{s} \equiv \int_{\Sigma} \vec{q} \, d\vec{s} = \int_V Q \, dV. \quad (1)$$

Чрезвычайно важно, что этот результат не зависит ни от физической или химической природы внутренних источников тепла, ни от комбинации физических механизмов теплопереноса во внутренних областях объема.

Используя неявно заключение о стационарности теплового состояния, ставилась задача о восстановлении распределения температуры во внутренних оболочках планеты [7]. Оно находилось на основе

установившегося решения задачи:

$$\begin{aligned} c \rho \frac{\partial T}{\partial t} &= \nabla (\lambda_{\text{эфф}} \nabla T) + Q, \\ T|_{r=R} &= T_{\text{П}}, \\ \lambda \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=0} &= 0, \\ T(x, y, z, t)|_{t=0} &= T_H(x, y, z), \end{aligned} \quad (2)$$

где c — теплоемкость; ρ — плотность; $\lambda_{\text{эфф}}$ — эффективная теплопроводность; $T_{\text{П}}$ — температура поверхности; T_H — начальное распределение температуры. Предположение о стационарности современного теплового состояния планеты снимало проблему об отсутствии экспериментальных данных о распределении начальной температуры, т. е. температуры к моменту завершения аккумуляции планеты (последнее условие в (2)), так в стационарном состоянии система «забывает» начальное состояние. В качестве возможных отбирались такие решения задачи (2), которые в реперных точках удовлетворяют априорным геофизическим данным. В качестве реперных точек выбирались области фазовых переходов на глубинах около 420, 680 км и область плавления железа с легкими примесями на границе ядро—мантия.

По-видимому, Тозер в 1968 г. впервые показал, что полученные в постановке (2) теоретические оценки распределения температуры дают такие значения температурного градиента, которые превышают его адиабатические значения по крайней мере в интервале глубин 200—400 км. Это означает, что в выделенном интервале глубин кроме механизмов теплопереноса в твердом теле реализуется много более интенсивный конвективный тепломассоперенос. Первоначально он учитывался в рамках задачи (2) введением уточненного эффективного значения коэффициента теплопроводности. Пиком достижений этого направления был результат, полученный в работе [11], позволивший предложить количественное описание циклически повторяющихся эпох тектоники-магматической активности. В развитие этих результатов в работах [2, 13] была предложена модель, реализовавшая возможность рассмотрения процесса дегазации мантии с учетом экспериментальных данных о плотности потока гелия в атмосферу и о количестве ^{40}Ar в атмосфере для выбора приемлемых решений проблемы (2). Однако эти модели не включали в рассмотрение возможность перемещения блоков литосферы относительно нижележащей мантии и остались вне нового русла исследований.

Благодаря развитию геологической мысли, вызванному откликом на серию результатов, изложенных в работах [16, 18], интерес к возможности медленных конвективных течений в мантии от частного, объясняющего дополнительный механизм теплопереноса, перерос в оценку конвекции как механизма обеспечивающего динамику литосферных плит, на десятилетия определившего магистральное направление развития геодинамики.

Интерпретация результатов наблюдений изостатического восстановления рельефа Фенноскандии после снятия ледовой нагрузки совместно с данными об уменьшении роста скорости V_s объемных сейсмических волн в ряде обширных регионов в интервале глубин 100—500 км, позволила получить оценки вязкости вещества верхней мантии [10] на основе наблюдаемых данных и обосновать применимость механизма медленных течений, конвекции в мантии. Наиболее актуальными в этот период становятся исследования возможности возникновения конвекции во все более реалистичных моделях среды. Известно, что при конвекции в ограниченном объеме самопроизвольно возникают замкнутые структуры, получившие названия конвективных ячеек (появление этих структур в задаче Релея стало классическим примером явления самоорганизации в открытых нелинейных системах (см. работы Пригожина)). Для отбора приемлемых моделей конвекции в качестве основных априорных условий используется требование соответствия линейных размеров конвективных ячеек характерным размерам литосферных плит, а скоростей течения — наблюдаемым скоростям движения плит. Так как характерные размеры плит составляют около 10 000 км, а по первоначальным оценкам конвекция должна быть локализована в верхней мантии, то отношение ширины ячейки L к ее мощности H , оценивалось значениями $d = L/H > 10$. В этих вариантах конвективные ячейки должны быть очень уплощенными, тогда как в классической задаче Релея значение d близко к 1. Первое время это обстоятельство воспринималось как временное затруднение. Тем не менее не удавалось отыскать модели мантийной конвекции, обеспечивающие реализацию сильно уплощенных ячеек. По мере того как теоретический анализ все более изощренных моделей вновь приводил к оценке $d \sim 1$, проблема из чисто технической, становилась все более принципиальной. Наконец в работах [3, 14] удалось показать, что при конвекции многокомпонентной смеси, в состав которой входят внутренние источники тепла, например радиоактивные элементы, может наблюдаться требуемое уплощение структур. Причиной тепловой конвекции является

наличие избыточного значения температурного градиента в системе, находящейся в поле силы тяжести. Возникающие течения перемешивают жидкость так, что при конвекции многокомпонентной смеси концентрация компонента с внутренними источниками тепла увеличивается к верхней, более холодной границе слоя. Это снижает вертикальный градиент температуры, приводит к уплотнению конвективной ячейки и обеспечивает доставку U, Th из мантии в кору за геологически приемлемое время.

Если конвекция локализована только в верхней мантии, то возникает дополнительная сложность. Как показал количественный анализ [14], если в нижней мантии конвекция отсутствует, то медленный подвод тепла к нижней границе слоя твердотельным механизмом теплопроводности из нижней мантии не успевает компенсировать мощный отвод его от этой границы конвективным теплопереносом. Возникнув в некотором интервале глубин мантии конвективный слой над твердой нижней мантией без конвекции должен постепенно перемещаться к поверхности и затухать. То есть эволюция слоя подобна той, что описано в работе [11], тогда как модель тектоники плит в ее классическом варианте предполагает длительное существование конвективного слоя в одном уровне глубин.

Эти трудности удается преодолеть в моделях, описывающих двухъярусную конвекцию или конвекцию, охватывающую мантию на всю ее мощность [5, 12]. В этом случае конвекция в слое менее вязкой верхней мантии контролируется конвективными структурами нижней мантии. При этом снимаются обе отмеченные выше проблемы. При мощности нижней мантии около 1 400 км конвективные ячейки в ней с апексным отношением $d \sim 1-2$ практически обеспечивают достаточное уплотнение ячейки в верхней мантии. Во-вторых, подвод энергии к конвективному слою верхней мантии осуществляется конвективным механизмом. Исследование развитой конвекции в мантии ведется в моделях, все более реалистично описывающих условия в мантии.

Однако дальнейшее развитие математического и физического моделирования мантийной конвекции требует обеспечения условий, вытекающих из необходимости соблюдения критериев физического подобия, выполнение которых позволяет соотносить результаты математического или физического экспериментов с реальной геологической средой. При математическом моделировании общемантийной конвекции оценки числа Релея дают значения $Ra \approx 10^9-10^{10}$, тогда как современные численные методы решения системы урав-

нений конвекции обеспечивают их устойчивость только до значений $Ra \approx 10^7$. При физическом моделировании исследуются модели плоского слоя в однородном гравитационном поле [5]. Пока принципиально не удастся построить трехмерную модель с полем центральной симметрии, аппроксимирующим реальное гравитационное поле Земли.

Поэтому так актуальна проблема организации натуральных экспериментов, результаты которых позволили бы установить, какого типа конвекция реализуется в современной мантии, охватывает ли она мантию на всю ее мощность либо имеются отдельно конвективные резервуары верхней и нижней мантии. В работе [4] показано, что вычисленные распределения температуры и электропроводности в регионах с тремя различными динамическими режимами: холодная мантия без конвекции, с конвекцией только в верхней мантии и двухъярусной конвекцией приводят к значимым отличиям в теоретических кривых глубинного магнитотеллурического зондирования (рис. 1). Сопоставление теоретических результатов с имеющимися экспериментальными данными (рис. 2), позволяет уверенно отличать регионы с отсутствием интенсивной конвекции в верхней мантии от регионов с ее наличием. Результаты единственного, опубликованного океанического профиля ГМТЗ не позволяют однозначно утверждать, имеет ли современная конвекция общемантийную или двухъярусную структуру (рис. 2).

Результаты исследования конвекции в мантии показали, что планета не находится в стационарном состоянии. Из этого, в частности, следует что экспериментальные данные об интегральной плотности геотермического потока не дают точное значение современной интегральной мощности внутренних источников тепла, как это имеет место для стационарного состояния (1).

Во-вторых, это означает, что нельзя построить содержательные геологические модели эволюции Земли без знания начального состояния Земли (без задания начальных условий в (2)). В частности, необходимо знать, как изменялась структура основных оболочек Земли — ядра и мантии — за время эволюции Земли и прежде всего в каком виде существовало ядро и было ли оно к концу завершения процесса аккумуляции планеты.

К настоящему времени исследования процесса аккумуляции планет — это быстро развивающийся раздел науки. Однако результаты новейших изотопных исследований позволили надежно установить два результата, которые были восприняты как непреодолимый тупик

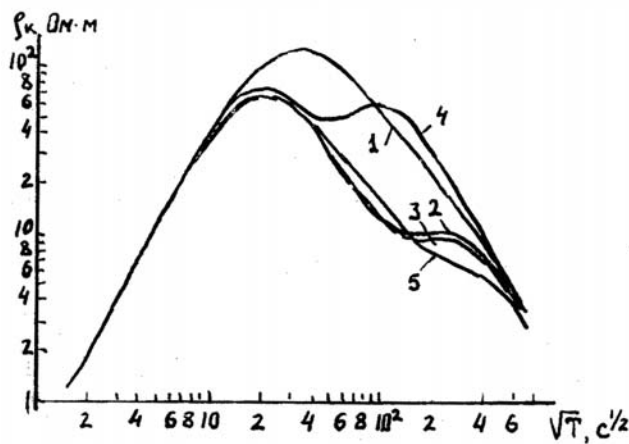


Рис. 1. Теоретическая зависимость кажущегося электросопротивления в зависимости от периода электромагнитных колебаний в источнике для регионов с различным геотермическим режимом [4]: 1 — распределение электропроводности над холодной мантией без конвективного слоя; 2, 3 — распределение электропроводности над регионом с областью интенсивной конвекции в слое, локализованном в верхней мантии; 4 — конвекция наименьшей интенсивности; 5 — распределение электропроводности над регионом с двухслойной мантийной конвекцией

в понимании процесса аккумуляции Земли. Так, результаты анализа W-Hf изотопной системы интерпретируются как свидетельство очень раннего, за время менее 10 млн лет, разделения химических резервуаров ядра и мантии [17] в процессе формирования планеты. С другой стороны, изотопия уран-плутоний-свинцовой системы свидетельствует о времени формирования ядра и мантии за время 10^8 лет. Это понималось так: ядро и мантия должны успеть фракционировать задолго до того, как они сформируются!

В работе [1] нами предложена принципиально новая модель аккумуляции планет земной группы, которая использует современные результаты изотопных геохимических анализов, которые позволили получить надежные оценки концентрации короткоживущих естественно радиоактивных изотопов и прежде всего ^{26}Al . Для раннего

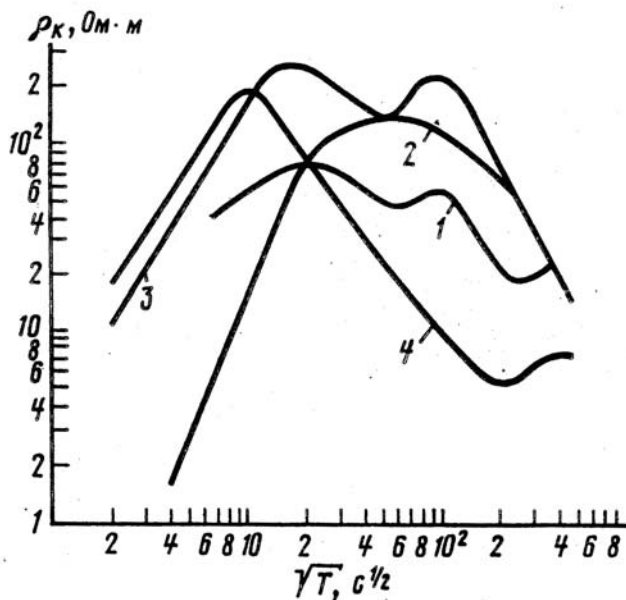


Рис. 2. Экспериментально установленные распределения кажущегося электросопротивления в зависимости от периода электромагнитных колебаний в источнике для регионов с различным геотермическим режимом (по литературным данным) [4]: 1 — участок Русской платформы; 2 — воронежский щит; 3 — Зауралье; 4 — участок в Тихом океане

этапа роста зародыша планеты используется модель Сафронова в варианте [8],

$$\frac{\partial m}{\partial t} = 2(1 + 2\theta)r^2\omega\left(1 - \frac{m}{M}\right)\sigma, \quad (3)$$

где ω — угловая скорость орбитального движения; σ — поверхностная плотность вещества в зоне «питания» планеты; M — современная масса планеты; r — радиус растущего зародыша; θ — статистический параметр, учитывающий распределение частиц по массам и скоростям в зоне «питания». Распределение температуры в теле увеличивающегося радиуса находится из численного решения краевой

задачи для системы, состоящей из динамического уравнения (3) и уравнения теплопроводности (2) с учетом возможности появления расплава без явного выделения положения границы фронта кристаллизации и параметрического учета конвективного теплопереноса в расплаве. Количественно показано, что на раннем этапе аккумуляции вклад долгоживущих радиоактивных изотопов и выделение тепла при соударении тел в энергетический баланс мал, а определяющее значение имеет выделение энергии при распаде короткоживущих радиоактивных изотопов. На рис. 3 представлено найденное из решения системы (2), (3) распределение температуры в растущем зародыше планеты по мере увеличения радиуса тела. Для процесса аккумуляции Земли впервые установлено, что в протопланетных зародышах размером около 100 км в большей части внутренней области достигаются температуры, превышающие температуру плавления железа. Остается нерасплавленная холодная оболочка у поверхности. По мере роста тела мощность холодной оболочки по сравнению с радиусом тела уменьшается. Время выхода на эту стадию, на основании (3), составляет первые миллионы лет. Начиная с этого этапа становится эффективным принципиально новый механизм дифференциации вещества, описанный нами в [1]. Относительные скорости столкновения тел с зародышем еще не настолько велики, чтобы привести к полному дроблению тел, но уже достаточны, чтобы проломить верхнюю, хрупкую оболочку и обеспечить слияние внутренних расплавленных преимущественно железных по составу частей. Пока еще масса растущего зародыша планеты недостаточна для удержания преимущественно силикатных осколков оболочки. Именно на этапе объединения тел, достигших 100–500 км радиуса могло произойти эффективное разделение W-Hf системы между железным и силикатным резервуарами за удовлетворяющий экспериментальным данным промежуток времени около 10 млн лет. Дальнейший рост планеты с выпадением преимущественно силикатных тел произойдет уже на практически сформировавшееся ядро. Таким образом, фракционирование происходит в геохимических резервуарах будущих мантии и ядра.

Наконец, для уточнения распределения температуры в растущей планете здесь впервые учитывается, что выпадающие тела имеют температуру значительно отличающуюся от температуры черного тела на удалении Земли от Солнца при современном значении солнечной постоянной. Их средняя температура оценивается по результатам, приведенным на рис. 3 из [1] для зародышей данного размера

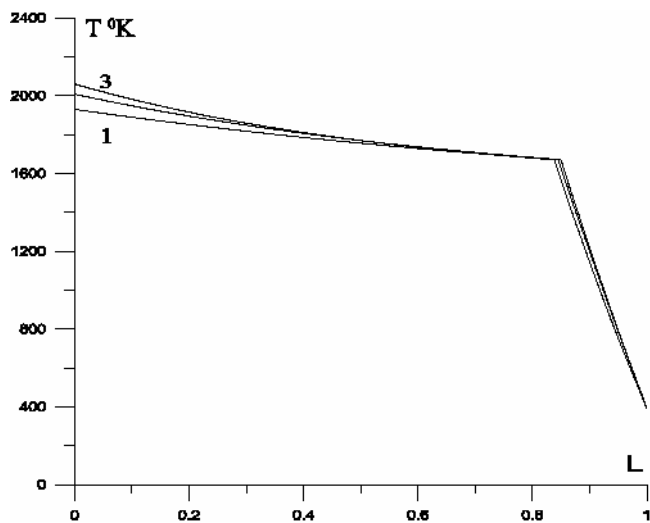


Рис. 3. Зависимость температуры от глубины r в зародыше растущей планеты [1]. Нижняя кривая — конечное значение радиуса $R = 100$ км, средняя — $R = 200$ км, верхняя — $R = 300$ км; значения глубины в единицах конечного радиуса, $L = r/R$

и массы. Температура выпадающих тел учитывается в уравнении баланса энергии на поверхности слоя ударного перемешивания растущего зародыша.

Заключение

На примере таких сложных междисциплинарных исследований, какими являются изучения формирования планеты (а уж тем более звездные объекты) мы постарались продемонстрировать, как часто некоторые результаты, полученные в одном разделе науки обретают самостоятельную жизнь и смысл твердо установленных фактов в смежном разделе науки.

Проиллюстрировано современное состояние в исследованиях термической эволюции Земли.

Список литературы

1. *Анфилов В. Н., Хачай Ю. В.* Возможный вариант дифференциации вещества на начальном этапе формирования Земли // ДАН. 2005. Т. 403, № 6. С. 803.
2. *Булашевич Ю. П., Хачай Ю. В.* О связи выделения Ne и Ag из мантии с термической эволюцией Земли // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1974. № 7. С. 3.
3. *Булашевич Ю. П., Хачай Ю. В.* Конвективная устойчивость земных недр с внутренними источниками тепла // Там же. 1975. № 12. С. 13.
4. *Булашевич Ю. П., Хачай Ю. В., Хачай О. А.* О возможности выявления структуры конвекции в мантии // Докл. АН СССР. 1989. Т. 308. С. 1332.
5. *Добрецов Н. Л., Кирдяшкин А. Г., Кирдяшкин А. А.* Глубинная геодинамика. Новосибирск, 2001.
6. *Кутас Р. И.* Поле тепловых потоков и термическая модель земной коры. Киев, 1978.
7. *Любимова Е. А.* Термика Земли и Луны. М., 1968.
8. *Сафронов В. С.* Эволюция допланетного облака и образование Земли и планет // Изв. АН ССР. Физика Земли. 1982. № 6. С. 5.
9. *Тихонов А. Н.* О влиянии температурного распада на температуру земной коры // Там же. Сер. Географ. 1937. № 3. С. 461.
10. *Теркот Д., Шуберт Дж.* Геодинамика. Т. 2. М., 1985.
11. *Тихонов А. Н., Любимова Е. А., Власов В. К.* Об эволюции зон проплавления в термической истории Земли // ДАН ССР. 1969. Т. 188, № 2.
12. *Трубицын В. П.* Тектоника плавающих континентов // Вестн. РАН. 2005. Т. 1, № 5. С. 10.
13. *Хачай Ю. В.* Термическая эволюция дифференцируемой верхней мантии // Геология и геофизика. 1979. № 1. С. 83.

14. *Хачай Ю. В.* О структуре конвекции в мантии и эволюции изотопных систем // Структура и геодинамика земной коры и верхней мантии: Док. М., 1991. С. 91—98.
15. *Хачай Ю. В., Голованова И. В., Гордиенко В. В. и др.* Геотермический разрез литосферы вдоль геотраверса «ГРАНИТ» // Литосфера. 2002. № 3. С. 38.
16. *Dietz R.* Continent and ocean basin evolution by spreading of the sea floor // Nature. 1961. Vol. 190. P. 854—857.
17. *Jacobsen S., Yin Q.* Models of planetary accretion and core formation based on the Hf-W clock // Geophys. Research Abstracts. 2003. Vol. 5.
18. *Hess H. H.* History of the ocean basins // Petrologic studies. Geol. Soc. Amer. 1962. P. 599—620.
19. *McKenzie D., Roberts Y., Weiss N.* Convection in Earth's mantle: Towards numerical simulation // J. Fluid. Mech. 1974. Vol. 62. P. 465—538.
20. *Vine F., Matthews D.* Magnetic anomalies over ocean ridges // Nature. 1963. Vol. 199. P. 947.

ПРЕДСТАВЛЕНИЕ ГРАВИТАЦИОННОГО ПОТЕНЦИАЛА РЯДОМ ЛАПЛАСА: ОБЛАСТЬ ПРИМЕНИМОСТИ

Основным представлением гравитационного потенциала Земли и других небесных тел служит ряд Лапласа по шаровым функциям. Современные модели геопотенциала содержат тысячи сферических гармоник. Это требует знания оценок общего члена и остатка ряда. Мы приводим их здесь. Основной вывод: к первым сотням коэффициентов Стокса можно относиться с доверием, но коэффициенты с номерами в тысячу и более скорее всего — артефакты.

The main type of representation of the gravitational potential of the Earth and other celestial bodies is the Laplace series in spherical harmonics. Modern models of the geopotential contain thousands of spherical harmonics. It demand knowledge of estimates of a general term and a remainder of the series. The main conclusion: first hundreds of Stokes coefficients may deserve confidence whereas coefficients with indices as big as a thousand and more are most likely artefacts.

Введение

Представление гравитационного потенциала Земли и других небесных тел рядом Лапласа по шаровым функциям является в настоящее время основным и наиболее широко используемым. Альтернативные представления (см., например, [1]) применяются редко. Современные модели геопотенциала, описание которых можно найти в настоящем сборнике в докладе [2], содержат огромное количество сферических гармоник, до нескольких тысяч. Это требует детального знания поведения ряда — как минимум оценок общего члена и остатка. Здесь мы проводим анализ поведения ряда Лапласа и убеждаемся, что к

современным моделям нужно относиться с большой осторожностью. В основном мы излагаем результаты, представленные в книге [3], где можно найти подробные доказательства, и дополняем их численными оценками.

Разложение потенциала по сферическим функциям

Гравитационный потенциал протяженного тела T в точке Q пространства \mathbb{R}^3 по определению равен интегралу

$$V(Q) = \int_T \frac{\varrho(Q')}{s(Q, Q')} d\tau'. \quad (1)$$

Здесь $s = \sqrt{(x - x')^2 + (y - y')^2 + (z - z')^2}$ — расстояние между точкой Q и переменной точкой интегрирования Q' ; $\varrho(Q')$ — плотность; $d\tau'$ — элемент объема; постоянная тяготения принята равной единице. Для модельных тел T может быть одномерным (например, гауссово кольцо) или двумерным (хорошая аппроксимация колец Сатурна). Но в большинстве случаев T трехмерно и обычно близко к шару со сферическим распределением плотности. Последнее означает, что плотность зависит только от расстояния до центра шара.

Фиксируем декартову систему $Oxyz$. В геофизике за начало O обычно принимают центр масс T , но это не обязательно. Например, можно рассматривать гравитационное поле Луны в геоцентрической системе отсчета.

Считаем тело T компактным и вводим сферу $S(r)$ с центром в O и радиусом r , а также объемлющую сферу $S = S(R)$, проходящую через наиболее удаленную от O точку T . Используя сферические координаты

$$x = r \sin \theta \cos \lambda, \quad y = r \sin \theta \sin \lambda, \quad z = r \cos \theta,$$

преобразуем выражение для s

$$s = r \sqrt{1 - 2 \frac{r'}{r} \cos H + \left(\frac{r'}{r}\right)^2} = r' \sqrt{1 - 2 \frac{r}{r'} \cos H + \left(\frac{r}{r'}\right)^2}, \quad (2)$$

где H — угол между векторами $OQ = \mathbf{r}$ и $OQ' = \mathbf{r}'$. Выражение для s^{-1} с точностью до множителя совпадает с производящей функцией

многочленов Лежандра P_n . Поэтому для $0 < r < R$

$$V = \sum_{n=0}^{\infty} \left[\frac{1}{r^{n+1}} \int_{r' < r} \varrho' r'^n P_n(\cos H) d\tau' + r^n \int_{r' > r} \frac{\varrho'}{r'^{n+1}} P_n(\cos H) d\tau' \right]. \quad (3)$$

Запись $r' < r$ ($r' > r$) означает интегрирование по части T , расположенной внутри (вне) сферы $S(r)$; $\varrho' = \varrho(r')$.

Воспользуемся теоремой сложения для многочленов Лежандра

$$P_n(\cos H) = \sum_{k=0}^n \alpha_{nk} P_n^k(\cos \theta) P_n^k(\cos \theta') \cos k(\lambda - \lambda'),$$

где P_n^k — присоединенные функции Лежандра,

$$\alpha_{n0} = 1, \quad \alpha_{nk} = 2 \frac{(n-k)!}{(n+k)!}.$$

С учетом $\cos k(\lambda - \lambda') = \cos k\lambda \cos k\lambda' + \sin k\lambda \sin k\lambda'$ получаем разделение угловых переменных.

Мы пришли к разложению потенциала по *сферическим* (но не шаровым!) функциям

$$V = \sum_{n=0}^{\infty} \tilde{Y}_n(r, \theta, \lambda). \quad (4)$$

Здесь

$$\tilde{Y}_n = \sum_{k=0}^n P_n^k(\cos \theta) \left(\tilde{C}_{nk}(r) \cos k\lambda + \tilde{S}_{nk}(r) \sin k\lambda \right), \quad (5)$$

где

$$\begin{aligned} \tilde{C}_{nk}(r) = & \frac{\alpha_{nk}}{r^{n+1}} \int_{r' < r} \varrho' r'^n P_n^k(\cos \theta') \cos k\lambda' d\tau' + \\ & + \alpha_{nk} r^n \int_{r' > r} \frac{\varrho'}{r'^{n+1}} P_n^k(\cos \theta') \cos k\lambda' d\tau'. \end{aligned} \quad (6)$$

Выражение для $\tilde{S}_{nk}(r)$ аналогично.

Ряд (4) сходится абсолютно и равномерно, и его можно почленно дифференцировать один раз. Однако на практике этот ряд почти не используется. Его коэффициенты — сложные функции расстояния, и их определение в общем случае не проще нахождения первоначального интеграла (1).

Разложение потенциала по шаровым функциям

Ситуация существенно упрощается, если точка Q находится вне объемлющей сферы. Первый из интегралов (3) становится интегралом по T , а второй исчезает. Приходим к разложению потенциала по *шаровым* функциям:

$$V = \sum_{n=0}^{\infty} V_n, \quad V_n(r, \theta, \lambda) = \frac{MR^n}{r^{n+1}} Y_n(\theta, \lambda). \quad (7)$$

Здесь M — масса тела. Нормирующий множитель MR^n введен для удобства (см. ниже §). В частности, благодаря ему Y_n становится безразмерной. Сферические функции Y_n не зависят от r :

$$Y_n = \sum_{k=0}^n P_n^k(\cos \theta) (C_{nk} \cos k\lambda + S_{nk} \sin k\lambda), \quad (8)$$

где

$$C_{nk} = \frac{\alpha_{nk}}{MR^n} \int_T \varrho' r'^n P_n^k(\cos \theta') \cos k\lambda' d\tau'.$$

Выражение для S_{nk} аналогично.

Как известно, потенциал вне T , иначе — внешний потенциал, удовлетворяет уравнению Лапласа

$$\Delta V = 0. \quad (9)$$

Примечательно, что уравнению (9) удовлетворяет каждый член V_n ряда (7).

Ряд Лапласа (7) сходится абсолютно и локально-равномерно вне объемлющей сферы, приблизительно как геометрическая прогрессия со знаменателем R/r . Ряд представляет там аналитическую функцию, и его можно почленно дифференцировать сколько угодно раз. Все естественные спутники планет Солнечной системы и астероидов, а также искусственные спутники указанных небесных тел двигаются вне сфер, объемлющих центральные тела (за исключением траекторий посадки).

Мы увидим, что для тел нерегулярной структуры (планеты земной группы, их спутники, астероиды) объемлющая сфера служит границей области сходимости. Однако для тел аналитической структуры (таковы в хорошем приближении Солнце, нормальные звезды, газовые планеты-гиганты) ряд сходится в более широкой области:

вне сферы $S(pR)$ при некотором p , $0 \leq p < 1$. По принципу аналитического продолжения он сходится там именно к V для внешних точек. Внутренний же потенциал в принципе не может быть представлен рядом (7) гармонических функций.

Оценки общего члена ряда Лапласа

Ограничимся в дальнейшем только нерегулярными телами, имеющими разрывы плотности вдоль нерегулярных поверхностей и линий, как наша Земля с ее горными хребтами, глубоководными впадинами и разломами коры. Считаем поэтому, что T — шар радиусом R , допуская нулевые значения плотности. Тогда сферическая функция Y_n выразится интегралом по объему шара

$$Y_n = \frac{1}{MR^n} \int \varrho' r'^n P_n(\cos H) d\tau'. \quad (10)$$

Нет никакого смысла оценивать отдельно коэффициенты C_{nk} , S_{nk} . Следует оценивать целиком сферическую гармонику Y_n . Воспользуемся двумя наиболее употребительными нормами функций на сфере: чебышевской (равномерной) и евклидовой (среднеквадратической):

$$\langle f \rangle = \max |f(\theta, \lambda)|, \quad \|f\|^2 = \frac{1}{4\pi} \int f^2(\theta, \lambda) d\sigma. \quad (11)$$

Здесь $d\sigma = \sin \theta d\theta d\lambda$ — элемент площади единичной сферы, по которой во второй из формул (11) производится интегрирование. Между нормами существует тривиальное неравенство

$$\|f\| \leq \langle f \rangle. \quad (12)$$

Противоположного неравенства типа $\langle f \rangle \leq C\|f\|$ не существует. Но для сферических функций порядка не выше n нетрудно показать, что

$$\langle f \rangle \leq \sqrt{2n+1} \|f\|. \quad (13)$$

Равенство достигается только для зональной гармоники порядка n .

Переходим к оценкам сферических функций ряда Лапласа (7) в зависимости от дифференциальных свойств (гладкости) плотности. Нормировка общего члена (7) выбрана так, что $Y_0 \equiv 1$. Поэтому считаем ниже $n \geq 1$.

Теорема 1. Пусть ϱ интегрируема. Тогда

$$\langle Y_n \rangle < 1. \quad (14)$$

Действительно, достаточно в интеграле (10) заменить r', P_n большими величинами $R, 1$.

Теорема 2. Пусть ϱ интегрируема и ограничена $\varrho \leq \varrho_1$. Тогда

$$\|Y_n\| \leq \frac{C_1/\sqrt{2}}{(n+3)(n+1/2)}, \quad \langle Y_n \rangle \leq \frac{C_1}{(n+3)\sqrt{n+1/2}}. \quad (15)$$

Здесь

$$C_1 = \frac{3\varrho_1}{\varrho_0\sqrt{2}},$$

где ϱ_0 — плотность однородного шара радиуса R и массы M .

Для доказательства перейдем в (10) к сферическим координатам $d\tau' = r'^2 dr' d\sigma'$ и представим левую часть в виде интеграла по единичной сфере

$$Y_n = \frac{2n+1}{4\pi} \int f(\theta', \lambda') P_n(\cos H) d\sigma', \quad (16)$$

где

$$\begin{aligned} f(\theta', \lambda') &= \frac{4\pi}{(2n+1)MR^n} \int_0^R \varrho' r'^{n+2} dr' = \\ &= \frac{3}{(2n+1)\varrho_0 R^{n+3}} \int_0^R \varrho' r'^{n+2} dr'. \end{aligned} \quad (17)$$

Заменяя ϱ' на ϱ_1 , получим оценку

$$\|f\| \leq \langle f \rangle \leq \frac{3\varrho_1}{(2n+1)(n+3)\varrho_0}.$$

Формула (16) представляет Y_n как n -й член разложения f по сферическим функциям. Тривиальное неравенство $\|Y_n\| \leq \|f\|$ завершает доказательство первого из неравенств (15). Второе же вытекает из первого в силу (13).

Теорема 3. Пусть в произвольно ориентированной системе координат при каждом r функция ϱ имеет равномерно ограниченную интегрируемую вариацию вдоль любого меридиана от полюса до полюса $\text{var } \varrho \leq \varrho_2$. Тогда

$$\langle Y_n \rangle \leq \frac{C_2}{n(n+3)\sqrt{n+3/2}}. \quad (18)$$

Здесь

$$C_2 = \frac{3\varrho_2}{\varrho_0\sqrt{2\pi}}.$$

Для доказательства фиксируем две какие-либо противоположные точки сферы, а также дугу большого круга, их соединяющую. Вычислим вариацию функции (17) вдоль этой дуги

$$\begin{aligned} \text{var } f &= \frac{3}{(2n+1)\varrho_0 R^{n+3}} \text{var} \int_0^R \varrho' r'^{n+2} dr' \leq \\ &\leq \frac{3}{(2n+1)\varrho_0 R^{n+3}} \int_0^R (\text{var } \varrho') r'^{n+2} dr' \leq \frac{3\varrho_2}{(2n+1)(n+3)\varrho_0}. \end{aligned}$$

Остается воспользоваться оценкой n -го члена разложения f по сферическим функциям [3, формула (4.7.42)], если f обладает ограниченной вариацией L

$$\langle Y_n \rangle < \frac{(2n+1)L}{2n(n+1)} \sqrt{\frac{2n+1+1/(4n+2)}{\pi}}.$$

Точность оценок

Условия теорем 1 — 3 выполнены для любых реальных тел. Асимптотически (при больших n) наиболее сильное ограничение на норму сферической функции накладывает неравенство (18). Покажем, что его уже нельзя усилить, не вводя дополнительных ограничений на плотность.

Пример. Пусть тело T — однородный полушар (северное полушарие) радиуса R : $r \leq R$, $z \geq 0$. Внешний потенциал в точках $(0, 0, r)$ положительной части оси z по определению равен

$$\varrho \int_0^R dz \int_0^{\sqrt{R^2-z^2}} \frac{R' dR'}{R'^2 + (r-z)^2} \int_0^{2\pi} d\lambda,$$

где использованы цилиндрические координаты. Интегрирование элементарно, и мы получаем

$$V(0, 0, r) = \frac{M}{r} + 2\pi\varrho \left[\frac{(r^2 + R^2)^{3/2}}{3r} - \frac{r^2}{3} - \frac{R^2}{2} \right]. \quad (19)$$

Разложение правой части (19) по степеням r также элементарно:

$$V(0, 0, r) = \frac{M}{r} + 3M \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \frac{(2n-1)!!}{(2n+4)!!} \frac{R^{2n+1}}{r^{2n+2}}. \quad (20)$$

По теореме единственности разложение (20) на оси z индуцирует разложение (7) по шаровым функциям при $Y_0 = 1$, $Y_n = 0$ для остальных четных n , а для нечетных n

$$Y_n(\theta) = 3(-1)^{(n-1)/2} \frac{(n-2)!!}{(n+3)!!} P_n(\cos \theta). \quad (21)$$

Пользуясь формулой Валлиса, представим (21) в виде

$$Y_n(\theta) = (-1)^{(n-1)/2} \frac{3\sqrt{2/\pi}}{n(n+3)\sqrt{n+(3+\eta)/2}} P_n(\cos \theta), \quad (22)$$

где

$$0 < \eta < \frac{1}{2n+5}.$$

Поразительно, но здесь полное совпадение модуля коэффициента при $P_n(\cos \theta)$ с правой частью формулы (18) при $\eta = 0$. Действительно, в нашем примере

$$\varrho_0 = \frac{\varrho}{2}, \quad \varrho_2 = \varrho \quad \implies \quad C_2 = 3\sqrt{\frac{2}{\pi}}.$$

Таким образом, в оценке (18) точен не только порядок $n^{-5/2}$, но и константа C_2 , и даже константы 3 и $3/2$ в знаменателе!

Поведение ряда Лапласа внутри объемлющей сферы

Мы показали, что ряд Лапласа (7) сходится со скоростью геометрической прогрессии вне объемлющей сферы $S(R)$, медленно сходится на самой сфере и расходится внутри сферы. Напомним, что мы имеем дело с нерегулярными телами типа планет земной группы, спутников и астероидов.

Между тем геодезисты и гравиметристы используют (7) и на поверхности Земли и получают неплохие результаты. В чем дело? В том, что внутренние слои Земли пластичны, и поверхности равной

плотности становятся в высокой степени гладкими. В целом Земля близка к шару, где все коэффициенты (кроме начального) — нули. В следующем приближении Земля — эллипсоид вращения, для которого члены ряда Лапласа убывают чрезвычайно быстро. Нерегулярен только тонкий поверхностный слой. Но его масса мала. Поэтому он начинает вносить существенный вклад в коэффициенты Стокса лишь для очень больших n . Иными словами, ряд Лапласа (7) внутри $S(R)$ является асимптотическим разложением. Напомним суть этого понятия.

Представим некоторую функцию от абстрактной переменной μ частичной суммой ряда плюс поправочный член

$$f(\mu) = \sum_{k=0}^n f_k(\mu) + g_n(\mu), \quad (23)$$

где μ изменяется в некоторой компактной области. Нас будет интересовать окрестность некоторой выделенной точки области, за которую, не умаляя общности, мы примем $\mu = 0$.

Если соответствующий (23) ряд сходится равномерно, то поправочный член может быть сделан сколь угодно малым. В частности, выбором n можно для любого ε добиться неравенства $|g_n(\mu)| < \varepsilon$, причем для всех μ сразу.

Если соответствующий (23) ряд сходится неравномерно, то поправочный член может быть сделан сколь угодно малым для каждого μ , но не для всех μ сразу. В частности, выбором $n(\mu)$ можно для любого ε добиться неравенства $|g_n(\mu)| < \varepsilon$.

Если соответствующий (23) ряд носит асимптотический характер при $\mu \rightarrow 0$, то поправочный член может быть сделан сколь угодно малым для достаточно малого μ . В частности, для достаточно малого μ выбором $n(\mu)$ можно для любого ε добиться неравенства $|g_n(\mu)| < \varepsilon$. Как правило, никакое ε на практике не используется, а малость характеризуется степенями μ . Например, $|g_n(\mu)| < C_n \mu^2$ или $|g_n(\mu)| < C_n \mu^n$. В отличие от случая сходимости при данном μ поправочный член уже не может быть сделан сколь угодно малым. Кроме того, если мы начнем увеличивать n сверх оптимального $n(\mu)$, то норма поправочного члена может начать расти и даже стремиться к бесконечности. Это очевидно: ведь может случиться, например, что $C_n = n!$.

Вернемся к ряду Лапласа. Введем малый параметр

$$\mu = (R - r)/R,$$

характеризующий глубину погружения под $S(R)$. Для Земли, например, наибольшее значение μ на поверхности Земли достигается у полюсов и составляет менее одной трехсотой. Обозначим

$$V(Q) = \sum_{k=0}^n V_n(Q) + g_n(Q). \quad (24)$$

Удобнее оценивать безразмерные величины. Введем поэтому потенциал однородного шара плотности ϱ_1 и радиуса R в точках его поверхности

$$V(\varrho_1, R) = \frac{4\pi}{3} \varrho_1 R^2.$$

Обозначим через $\mathbf{T}(\varrho_1, R)$ множество тел, расположенных в шаре радиуса R и имеющих интегрируемую плотность, ограниченную числом ϱ_1 .

Теорема 4. Для всех $T \in \mathbf{T}(\varrho_1, R)$ можно выбрать такой номер n , зависящий лишь от μ , что для всех точек в слое $R - R\mu \leq r \leq R$ будет справедливо неравенство

$$\langle g_n \rangle < C_3 \mu^{3/2} V(\varrho_1, R), \quad (25)$$

где $C_3 = 13.145$. Доказательство опускаем из-за его громоздкости. Степенной порядок $\mu^{3/2}$ оценки (25) точен, что можно показать на примерах. Однако он достигается лишь на телах с плотностью, обладающей экстремально плохими дифференциальными свойствами. В среднем наблюдается порядок μ^2 :

$$\langle g_n \rangle < C_4 \mu^2 V(\varrho_1, R), \quad (26)$$

который уже не улучшаем даже для тел высокой степени гладкости.

Оптимальное n в (24) для семейства $\mathbf{T}(\varrho_1, R)$ при малых μ дается формулой

$$n = \frac{3}{2\mu}. \quad (27)$$

На поверхности Земли в районе полюсов оптимально $n \approx 450$, около Петербурга $n \approx 600$, для Каира $n \approx 1800$.

Таким образом, современные модели геопотенциала в виде ряда Лапласа по шаровым функциям, содержащие гармоники до порядка $n = 400 \div 600$ могут быть адекватными и при использовании данных наземных измерений. Однако при n , равном тысяче и тем более

нескольким тысячам, использование наземных данных в рамках модели Лапласа недопустимо. Для ориентировки приведем значение множителя $(R/r)^n = 400$ на полюсе при $n = 2\,000$.

Работа выполнена при финансовой поддержке Аналитической ведомственной целевой программы «Развитие научного потенциала высшей школы (2006—2008 годы)» Федерального агентства по образованию Министерства образования и науки РФ и Совета по грантам президента РФ для поддержки ведущих научных школ (грант НШ-4929.2006.2).

Список литературы

1. Антонов В. А., Тимошкова Е. И., Холшевников К. В. Сравнительные свойства различных представлений гравитационного поля Земли // Изучение Земли как планеты методами астрономии, геодезии и геофизики. Киев, 1982. С. 93.
2. Шайдулин В. Ш. Исследование некоторых свойств ряда Лапласа для гравитационного потенциала Земли // «Физика космоса»: Тр. 37-й Международ. студ науч. конф., Коуровка. Екатеринбург, 2008.
3. Антонов В. А., Тимошкова Е. И., Холшевников К. В. Введение в теорию ньютоновского потенциала. М., 1988.

АСТЕРОИДНО-КОМЕТНАЯ ОПАСНОСТЬ: ВЧЕРА, СЕГОДНЯ, ЗАВТРА

Введение

В кругу наук астрономия занимает особое место. С одной стороны, это точная наука, где, по представлениям неспециалистов, исследования проводятся с высочайшей «астрономической» точностью. (Это, конечно не всегда так. Например, в астрофизике и особенно в космологии достижением может иногда считаться оценка некоторого важного исследуемого фактора с точностью по порядку величины!) С другой стороны, астрономия — наука, имеющая ярко выраженный мировоззренческий характер. Список извечных проблем, уже сама постановка которых, по моему мнению, отличает вид *homo sapiens* от всего остального живого мира, включает вопросы, ответы на которые призвана дать (хотя бы частично) именно астрономия. В этом списке — вопросы, ставшие основой множества религий и философий, неисчерпаемым источником творческих идей для людей искусства и науки: происхождение и пути развития окружающего нас Большого Мира (т. е. Вселенной), происхождение жизни, множественность обитаемых миров, судьба нашей цивилизации и др. Астрономы, как и любые ученые, занимающиеся фундаментальной наукой, должны, конечно, прежде всего приносить новые знания, но на них лежит также обязанность перед обществом нести людям знания о Вселенной, причем в доступной форме. Природа, в том числе и природа человеческая «не терпит пустоты», и если астрономы и другие ученые будут уклоняться от их долга постоянно бороться за высокий уровень человеческой культуры, шарлатанство обязательно заполнит этот вакуум. Поэтому даже в наш век узкой специализации (неизбежной при столь гигантском объеме накопленных и получаемых знаний) профессиональный астроном не должен замыкаться в узком кругу своих исследований и обязан быть достаточно подготовленным по широкому кругу этих самых извечных проблем.

Цель этой лекции — дать каждому астроному, физику или просто любителю науки представление о состоянии одной из наиболее широко обсуждаемых в мировом сообществе проблем — астероидно-кометной опасности (АКО). Я думаю, что каждому астроному, даже самому молодому, уже приходилось отвечать на в общем-то типичные вопросы об АКО. Лекция построена именно по принципу ответов на такие типичные вопросы: что такое проблема АКО; каковы доказательства (глобальности) угрозы; почему ей сейчас уделяется такое внимание (или насколько она реальна в наши дни), что нужно делать, чтобы предотвратить угрозу или хотя бы уменьшить ущерб и т. д.

В рамках небольшой вводной лекции, посвященной обширнейшей проблеме, просто нет возможности аккуратно выполнить все ссылки на тысячи статей и книг, посвященных ей. Я рекомендую тем, кто хочет более углубленно познакомиться с проблемой АКО, прежде всего отечественные монографии [1, 2, 3] и отчет НАСА [4]. Большой список ссылок на сайты, посвященных различным аспектам проблемы, можно найти также по адресу http://www.inasan.ru/rus/asteroid_hazard/links.html.

Что такое АКО?

Современный мир подвержен многим опасностям природного и техногенного характера. Среди них — угроза падения небесных тел, точнее малых тел Солнечной системы, на Землю. Эти тела принято подразделять, в зависимости от размера и свойств, на межпланетную пыль, метеороиды, астероиды и кометы. Сближаться с Землей при своем движении в пространстве и падать на Землю могут любые малые тела. Конечно, выпадение космической пыли, т. е. частиц от субмикронного до субмиллиметрового размера, не составляет для Земли какой-либо реальной угрозы и вообще не оказывает скольнибудь значительное воздействие на нашу планету. Несмотря на частенько появляющиеся в СМИ сообщения о том, что наша планета «раздувается и тяжелеет», прирост ее массы за счет выпадения вещества из космоса в настоящую эпоху ничтожен. Оценки притока метеорного вещества лежат в пределах 10—300 тыс. т в год (за миллион лет радиус Земли увеличивается в среднем всего лишь на ~ 1 мм!).

Более крупные тела (метеороиды) проявляют себя в столкновении с Землей как сгорающие в атмосфере метеоры и болиды. Размеры таких тел, как правило, не превышают нескольких метров.

Некоторые метеороиды долетают до поверхности Земли в виде метеоритов. Долетит или не долетит тело до поверхности Земли зависит от многих параметров — размеров, состава, скорости, формы и структуры тела. Наиболее устойчивы к разрушению при пролете в атмосфере железные метеороиды. Значительная часть метеороидов, по-видимому, представляет собой довольно рыхлые тела, образующиеся в результате распада кометных ядер. Произошедший распад ядра кометы Швасманн—Вахман 3 весной 2006 г. (астрономы различных обсерваторий насчитали свыше 60 новых фрагментов ядра кометы) стал наблюдаемым свидетельством того, что в образовавшемся метеорном рое содержатся тела размерами до нескольких сотен метров в диаметре. Наличие крупных тел в метеорных и болидных потоках впервые выявлено в наблюдениях, проведенных в ИНАСАН в начале 90-х.

Статистические оценки ущерба от падения метеоритов на Землю не очень точны, но в любом случае этот ущерб незначителен по сравнению с другими, куда более весомыми факторами риска. Стоит, например, вспомнить, что в России на дорогах в результате ДТП ежегодно погибает не менее 30 тыс. человек!

Хотя мы оперируем понятием «метеороид», точного определения для тел, именуемых метеороидами не существует в том смысле, что, в определениях верхние оценки размеров метеороидов очень расплывчаты. Рассматриваемые верхние размеры метеороидов могут составлять и 10, и 100 м. В принципе для понятия «астероид» ситуация примерно такова же, только там нет четкого нижнего предела размера. Кстати, и часто используемое название «Тунгусский метеорит» некорректно, так как нет доказательств того, что какое-то тело действительно достигло поверхности Земли.

Поскольку ни микрочастицы, ни метеориты (кстати, современные атомные электростанции — объекты особо высокого риска — спроектированы так, что выдерживают даже падение на них самолета, а это сравнимо с действием довольно крупного метеорита) не представляют действительно серьезной угрозы для человеческой цивилизации, по крайней мере пока не началось массовое проникновение человека в космическое пространство, то имеет смысл говорить только об угрозе действительно опасных столкновений с Землей достаточно крупных тел: астероидов и (крупных фрагментов) комет размером не менее нескольких десятков метров. Именно эта угроза и составляет смысл понятия астероидно-кометной опасности (АКО).

В геологической истории Земли сохранилось множество свидетельств падения на нашу планету крупных и очень крупных (размером более 1 км) космических тел. Падение такого тела приводит к выделению колоссальной энергии. В результате на поверхности планеты образуется кратер, диаметр которого в 15—20 раз превышает размеры упавшего тела. На Земле, на суше и на дне океана, обнаружены около 160 кратеров — следов подобных катастроф. Некоторые из них превышают 200 км в диаметре. Кратер Чиксулуб в Мексике (диаметр 180 км) образовался при падении 10-километрового тела 65 млн лет тому назад. Доказано, что это событие послужило причиной вымирания 80 % всех видов живых существ, в том числе динозавров и ознаменовало переход от мелового периода мезозойской эры к третичному периоду кайнозоя.

Конечно, большая часть космических тел, сталкивающихся с Землей, падает в моря и океаны. Однако к настоящему времени обнаружено не более 20 кратеров, образовавшихся при падении тел в море. Причина малочисленности подводных кратеров связана как с относительной молодостью морского дна, так и с его малой исследованностью. Процесс кратерообразования на морском дне определяется параметром d/H , где d — диаметр ударника; H — глубина моря. При $d/H < 0.2$ кратеры не образуются совсем, при $d/H > 2$ влияние водного слоя на кратерообразование при ударе невелико. Один из хорошо изученных примеров подводного кратера — находящийся в Баренцевом море кратер Мьолнир диаметром 40 км. Кратер возник примерно 142 млн лет назад в результате падения астероида диаметром около 2 км в море глубиной 300—500 м.

На территории России имеется немало крупных (более 10 км) кратеров ударного происхождения (см. табл. 1). Они являются свидетельством прошлых столкновений очень массивных космических тел с Землей. Разумеется, таких столкновений было гораздо больше, но значительная часть кратеров, стала недоступной для обнаружения вследствие эрозийных процессов.

Яркими примерами того, что падение относительно крупных тел на планеты Солнечной системы — процесс далеко не закончившийся, являются падение в 1994 г. кометы Шумейкера—Леви 9 на Юпитер и, конечно, Тунгусская катастрофа. Это случилось 30 июня 1908 г. в труднодоступном и весьма малонаселенном районе Сибири, но стало серьезным предупреждением для населения всей планеты. Мощный

Таблица 1. Крупные метеоритные кратеры на территории России по данным из [http : //www.unb.ca/passc/ImpactDatabase/index.html](http://www.unb.ca/passc/ImpactDatabase/index.html)

Название кратера	Координаты		Диаметр, км	Возраст, млн лет
	широта	долгота		
Попигай	71°38′	111°11′	100	35.7 ± 0.2
Кара	69°06′	64°09′	65?	70.3 ± 2.2
Пучеж—Катунский	56°58′	43°43′	80	167 ± 3
Каменский	48°21′	40°30′	25	49.15 ± 0.18
Логанча	65°31′	95°56′	20	40 ± 20
Эльгыгьтгын	67°30′	172°05′	18	3.5 ± 0.5
Калужский	54°30′	36°12′	15	380
Янисъярви	61°58′	30°55′	14	700 ± 5
Карлинский	54°55′	48°02′	10	5 ± 1

взрыв на высоте примерно 6—8 км привел к вывалу леса (примерно 80 млн деревьев) на территории более 2 тыс. квадратных километров. Как было оценено позднее, энергия взрыва была до 15 Мт ТНТ. Только почти через 20 лет к месту взрыва были организованы профессиональные экспедиции во главе с Л. А. Куликом. Изучение этого феномена привело большинство исследователей к убеждению, что Земля столкнулась с небольшой кометой, состоящей в основном из льдов. Именно поэтому пока не удалось отыскать каменных или железных остатков Тунгусского метеорита. Хотя Тунгусский метеороид мог быть и каменным. Согласно результатам численного моделирования, проведенного В. В. Светцовым, при типичных прочностях каменных метеоритов и аэродинамических нагрузках в сотни атмосфер дробление метеороида могло быть настолько эффективным, что он фрагментировал на осколки размером менее 10 см, а такие фрагменты подвергаются при движении в атмосфере полной абляции. В 2008 г. в этот район планируется снарядить очередную международную экспедицию, поскольку остаются нерешенными многие весьма важные научные проблем.

Особенностью события столетней давности является то, что по современным представлениям именно тела размером с Тунгусский метеорит (50—100 м) представляют наибольшую угрозу на разумном интервале времени, т. е. на шкале существования человечества (примерно 100 000 лет). Для классификации такой угрозы нужно оценить разрушительный эффект от падения тела и частоту столкновений. Разрушительный эффект столкновения зависит от ряда факторов:

размера тела, скорости относительно Земли, угла падения, минералогического состава, места падения (океан, суша) и т. д. Относительно мелкие тела, до нескольких десятков метров в диаметре, могут полностью или частично испариться в атмосфере. Но образующаяся при этом взрывная волна способна вызывать серьезные локальные разрушения. Падения тел размером в сотни метров приводит уже к региональным катастрофам, охватывающим площади в десятки и сотни тысяч квадратных километров (землетрясения, пожары и другие бедствия). Особенно опасны падения в океан из-за порождаемых при этом волн цунами, способных вызывать колоссальные разрушения вдоль береговой линии. Наконец, при размерах тела, превышающих примерно 1.5 км, последствия столкновения могут иметь характер глобальной катастрофы из-за временных нарушений климата всей планеты (эффект «ядерной зимы»). Жертвой подобной катастрофы может оказаться большая часть населения Земли. Тела размером более 10 км могут безвозвратно погубить человеческую цивилизацию. Однако такие события весьма редки.

Статистика уже открытых астероидов подтвердила и дополнила ранее сделанный на основе подсчета числа кратеров в разных районах Луны вывод о том, что частота падения на Землю космических тел сильно зависит от их размеров. Так, падения тел размером от 1.5 км и более случаются в среднем раз в миллион лет или чуть реже. Региональные катастрофы разных масштабов, вызываемые падениями космических тел размером в сотни метров, случаются в среднем раз в несколько десятков тысяч лет. Наконец, локальные катастрофы масштаба Тунгусской, происходят относительно часто — раз в несколько сотен лет. Поэтому интегральный эффект от таких событий доминирует. Вторжения в земную атмосферу тел метрового диапазона (до 10 м) происходят ежегодно, но, повторим, эти события не представляют серьезной угрозы, в смысле АКО.

В табл. 2 собраны оценки частоты и результатов столкновений малых тел с Землей. 100 % опасных тел малых размеров составляют каменные и железно-каменные метеориты. Во время пролета сквозь атмосферу Земли эти тела теряют значительную часть своей энергии и часто разрушаются на сравнительно небольшие фрагменты. Примером подобного явления является падение Сихотэ-Алиньского железного метеорита в 1947 г. Даже более крупные кометы (фрагменты комет) не долетают до поверхности Земли, но их взрывы происходят в нижних слоях атмосферы, что приводит к разрушительным последствиям на поверхности Земли. Подобные тела могут ча-

Таблица 2. Частота и результаты столкновений малых тел с Землей.

Объект	Размер D	Частота (раз в... лет)	Размер кратера, км	Результат столкновения с Землей
Пылинка	< 0.1 см			Сгорает
Метеороид	0.1 см — 0.5 м		Нет (Сихотэ-Алиньский метеорит)	Сгорает Железо-каменное тело может долететь до Земли с малой скоростью. Кометное тело сгорает
	0.5 м — 30 м	250	Нет (ТКТ) > 0.5 (Аризонский кратер)	Кометное тело воздушный взрыв. Железо-каменное тело долетает до Земли Локальная катастрофа
Астероид (комета)	> 100 м	5 тыс.	> 2	Региональная катастрофа
	> 1 км	1 млн	> 20	Глобальная катастрофа
	> 10 км	100 млн	200	Конец цивилизации

сто входить в состав метеорных и болидных потоков, что приводит к неравномерному (но предсказуемому) их падению на поверхность Земли. Примером подобного явления, по мнению большинства ученых, и является взрыв Тунгусского кометного тела (ТКТ), по некоторым предположениям входящего в состав метеорного потока β Таурид. Среди тел больших размеров обе компоненты, астероидная и кометная, дают сравнимые вклады в общий поток сталкивающихся с Землей объектов. Среди представляющих опасность комет при относительно малых энергиях соударений преобладают короткопериодические кометы, но чем выше энергия соударения, тем больше вклад долгопериодических и «новых» комет. При высоких энергиях соударений практически все опасные объекты — это ядра (в том числе угасшие) долгопериодических комет.

В течение столетий не только неспециалисты, но и серьезные ученые недооценивали степень актуальности проблемы АКО. Это было связано, с одной стороны, с недостаточным уровнем наших знаний о населенности Солнечной системы малыми телами размером несколько километров и менее; с другой стороны, не были понятны механизмы появления тел на орбитах, приводящих к опасным сближениям с Землей. Поэтому осознание проблемы АКО как одной из глобальных проблем, угрожающих цивилизации, было достигнуто всего лишь 10—20 лет тому назад. Тем не менее даже за это короткое время произошел значительный прогресс в понимании природы АКО и определились возможные пути противодействия ей.

Осознание масштабов АКО привлекает к этой проблеме все большее внимание научных, общественных и правительственных кругов многих государств мира. Наряду со специальными научными конференциями проблемы АКО регулярно рассматриваются в ООН, правительствами и парламентами ведущих стран мира, влиятельными неправительственными организациями. Естественно, что ведущие страны, прежде всего США, вкладывают все более серьезные средства в разработку методов и средств для обнаружения и мониторинга объектов, сближающихся с Землей, а также поиска способов противодействия угрозе столкновений таких тел с Землей.

Что же нам известно о телах, представляющих угрозу? Прежде всего дадим некоторые определения. Под объектами, сближающимися с Землей (ОСЗ), понимают астероиды и кометы, чьи орбиты имеют перигелийные расстояния $q < 1.3$ а. е. Из их числа выделяют потенциально опасные объекты (ПОО), под которыми понимают тела, чьи орбиты в настоящую эпоху сближаются с орбитой Земли до минимального расстояния, не превышающего 0.05 а. е. (7.5 млн км). Основанием для того, чтобы считать тела на орбитах, проходящих от Земли на расстояниях до 20 радиусов лунной орбиты потенциально опасными, является то обстоятельство, что в таких пределах можно ожидать изменения расстояний между орбитами в обозримом будущем под влиянием планетных возмущений, а также в связи с ошибками элементов орбит. К определению ПОО обычно добавляют требование, чтобы абсолютная астероидная звездная величина тела не превосходила 22.0. Не нужно путать эту величину с абсолютной звездной величиной, принятой в астрофизике. H — это видимая (т. е. в полосе V) звездная величина астероида (или кометы), наблю-

даемого с расстояния 1 а. е. Понятно, что если иметь информацию о точной форме и отражающих свойствах малого тела, то, зная H , можно определить его размер. Для некоторой средней величины альбедо 0.15 размер сферического тела, имеющего $H = 22$, оценивается примерно в 140 м. Как мы отмечали, тела с такими размерами представляют на временной шкале человеческой цивилизации наибольшую угрозу. При весомой вероятности встречи космического тела с Землей оно считается угрожающим. К таким телам можно условно отнести ПОО, сближающиеся с Землей на расстояния, меньшие, чем средний радиус лунной орбиты. Для угрожающих объектов, по видимому, целесообразно принять, что возможность их встречи с Землей на протяжении текущего столетия не исключается.

Число известных ОСЗ, в том числе и ПОО быстро растет. По данным Центра малых планет при Международном астрономическом союзе (Кембридж, США, <http://cfa-www.harvard.edu/cfa/ps/mpc.html>) на 26 октября 2007 г. всего зарегистрировано 5053 объектов, сближающихся с Землей, в том числе 4988 астероидов, сближающихся с Землей (АСЗ) и 65 комет. Из общего числа ОСЗ на эту дату насчитывалось 894 потенциально опасных объекта. Из этого числа ПОО более 150 имеют размер более 1 км. Количество открытых ОСЗ быстро растет. Число обнаруженных комет также растет, хотя и не столь сильно.

Кометы представляют собой самый сложный для изучения класс объектов, но, к счастью, не столь многочисленный, как астероиды. Короткопериодические кометы (периоды обращения до 200 лет) сравнительно малочисленны, но прогноз их движения затрудняется влиянием негравитационных эффектов. Кроме того, как уже отмечалось, ядра комет могут распадаться на крупные фрагменты, представляющие опасность для Земли. Долгопериодические кометы обнаруживаются лишь за несколько месяцев — год до их появления в окрестности Солнца. Кроме того, они имеют большую скорость относительно Земли. Все это существенно усложняет вопрос о противодействии их возможному падению на Землю.

Динамика обнаружения АСЗ представлена на рис. 1. На графике хорошо видно, как резко возрос темп обнаружения АСЗ начиная с 1998 г. Это связано с началом программы «Космическая стража» (Spaceguard Survey), которая получила заметную финансовую поддержку (изначально планировалось затратить 42 млн долларов, затем суммы возросли) со стороны Конгресса США. При этом НАСА поручалось приложить усилия к тому, чтобы в течение 10 лет от-

крыть не менее 90 % крупных (размером свыше 1 км) астероидов, сближающихся с Землей. К настоящему времени (начало 2008 г.) эта задача считается близкой к выполнению.

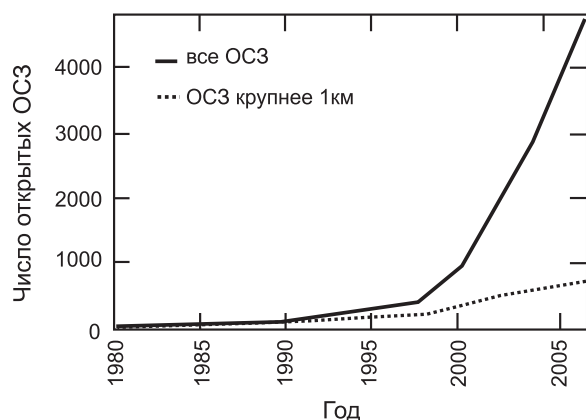


Рис. 1. Динамика обнаружения астероидов, сближающихся с Землей

Естественно, что наиболее развиты исследования по проблеме обнаружения АСЗ в США, где работают несколько специализированных служб (LINEAR — Lincoln Near-Earth Asteroid Research, LONEOS — Lowell Observatory Near-Earth Objects Search, NEAT — Near-Earth Asteroid Tracking и Spacewatch) и ежегодно увеличивается финансирование на развитие работ по обнаружению, каталогизации, определению физических характеристик потенциально опасных объектов. Также постоянно ведется изучение способов предотвращения или уменьшения масштабов угрозы таких столкновений. Из международных проектов достоин упоминания австрало-американский проект Catalina Sky Survey. В других регионах осуществляются японский проект Japanese Spaceguard Association (JSGA) и проект стран Европейского союза Asiago DLR Asteroid Survey (ADAS).

Вклад российских обсерваторий, к сожалению, пока невелик. Он в первую очередь выражается в проведении исследований физических свойств АСЗ, что весьма важно для планирования возможных методов противодействия столкновению, а также в слежении за уже открытыми объектами и исследовании источников их пополнения. Регулярные наблюдения АСЗ в настоящее время проводятся только в Пулковской обсерватории на автоматизированном телескопе диа-

метром 32 см. В 2001—2007 гг. получено более 8000 положений для более 700 АСЗ и около 2000 наблюдений комет. Средняя точность положений 0.1—0.4". В мировом рейтинге этот инструмент занимает 18-е место из 680 телескопов. Некоторое число астрофизических наблюдений АСЗ выполняется в других обсерваториях.

Радарные наблюдения ОСЗ (астероидов и комет) выполняются в основном в радиообсерваториях Голдстоун и Аресибо (США) в количестве 10—15 объектов ежегодно. Такие наблюдения исключительно важны как для уточнения орбит объектов, так и для моделирования их формы, вращения и других физических характеристик. В России и Украине проведены первые эксперименты по радарным и радиоинтерферометрическим наблюдениям астероидов.

Обработка всей поступающей информации о наблюдаемых положениях объектов, присвоение предварительных обозначений объектам, идентификация объектов, определение предварительных орбит и их последующее уточнение в настоящее время выполняются под контролем Центра малых планет. Центр также публикует информацию об объектах, которые нуждаются в дополнительных наблюдениях для подтверждения их открытия, уточнения орбит и других характеристик. Прогнозирование движения потенциально опасных объектов, поиск их тесных сближений с Землей и получение оценки вероятности столкновений на протяжении ближайших десятилетий осуществляется в настоящее время регулярно в Лаборатории реактивного движения США (<http://neo.jpl.nasa.gov/risk/>) и в Пизанском университете (<http://newton.dm.unipi.it>).

Конечно, при анализе известных данных о ПОО возникает существенный вопрос: сколько же существует неучтенных, потенциально опасных объектов? Представляются разумными оценки: около 200 тел крупнее 1 км, более 2×10^4 тел крупнее 140 м и более 2×10^5 тел крупнее 50 м. На рис. 2 представлены современные оценки распределения всех ОСЗ по размерам (соответственно по энергии столкновений и абсолютной астероидной звездной величине) и по интервалам времени между соударениями.

Сведения о ближайших известных прохождении ПОО собраны в табл. 3. Я подчеркнул слово «известных» специально, ведь мы слишком мало знаем об этом классе малых тел Солнечной системы, поскольку в силу ограниченности современных наблюдательных возможностей эти тела открываются практически по счастливой случайности. Показательный пример — открытие уже знаменитого астероида Апофис. Обнаруженный в 2004 г. потенциально опасный

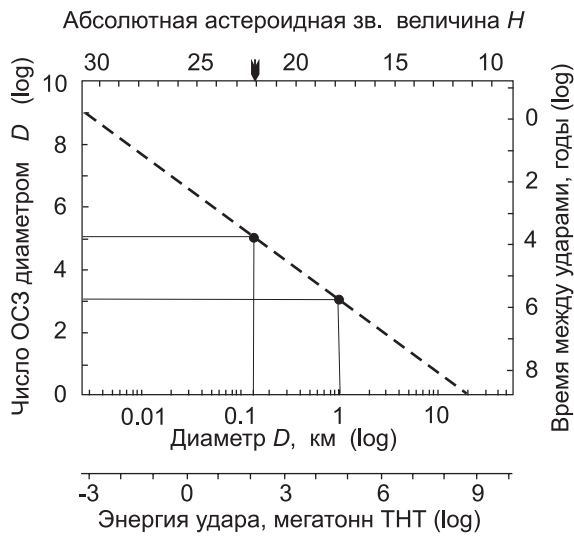


Рис. 2. Распределение ОСЗ по размерам (соответственно по энергии столкновений и абсолютной астероидной звездной величине) и по интервалам времени между соударениями

объект 2004MN4, он же (99942) Apophis, который имеет размеры 200—350 м, в 2029 г. пройдет в опасной близости от Земли. Активно исследуется возможная эволюция орбиты этого астероида. Согласно результатам недавних расчетов в 2029 г. астероид пройдет на расстоянии 36—39 тыс. км от Земли и заденет зону геостационарной орбиты. В 2036 г. он имеет существенно ненулевую вероятность столкнуться с Землей. Самое интересное — существование в (вытянутом эллипсоидальном по форме) сечении трубки ошибок, так называемой зоны резонансного возврата (в англоязычной литературе используется более образный термин «замочная скважина» — keyhole). Размер такой зоны примерно 0.6 км. Если Апофис пролетит именно в такую замочную скважину (вероятность этого события оценивается в 2×10^{-5}), то в 2036 г. он столкнется с Землей. Еще раз подчеркнем, что мы очень мало знаем о ПОО, так что никто не гарантирует, что завтра (может быть, уже слишком поздно) не будет обнаружен новый Апофис.

Таблица 3. Близкие прохождения потенциально опасных объектов

Номер	Имя	Дата сближения	Расстояние, а. е.
(99942)	Аporhis	2029 Apr. 13.91	0.0002318
	2005 YU55	2011 Nov. 8.98	0.001065
	2000 WO107	2140 Dec. 1.82	0.001623
	2001 WN5	2028 June 26.23	0.001670
(85640)	1998 OX4	2148 Jan. 22.14	0.002004
	1999 AN10	2027 Aug. 7.29	0.002654
	1998 MZ	2116 Nov. 26.98	0.002750
(35396)	1997 XF11	2136 Oct. 28.49	0.002762
	2004 XP14	2006 July 3.18	0.002891
	2003 QC10	2066 Sept.24.86	0.003396

Еще один широко обсуждаемый пример — астероид 2004 VD17, для которого риск столкновения с Землей в следующем столетии (4 мая 2102 г.) весьма высок: вероятность столкновения ~ 0.1 %. По так называемой Туринской шкале, по которой уровень риска устанавливается от 0 (столкновение невозможно) до 10 (столкновение неизбежно) для этого события уровень угрозы — 2. Диаметр астероида оценен в 0.5 км, энергия возможного столкновения превышает 10 000 Мт ТНТ (сравнимо с со всеми мировыми ядерными арсеналами).

Что делать

Чтобы избежать таких неприятных случайностей, необходимо развивать средства и методы наблюдений, осуществлять и планомерно проводить скоординированные программы. Можно выделить несколько направлений работ по изучению астероидов и комет, сближающихся с Землей:

- обнаружение, оценка орбитальных характеристик, каталогизирование и мониторинг;
- задачи определения физических и химических характеристик ОСЗ;

- изучение возможных мер предотвращения опасности столкновения угрожающего тела с Землей и уменьшения тяжести последствий от столкновения;
- решение фундаментальных научных проблем, связанных с изучением АКО (например, изучение механизмов воспроизводства популяции ОСЗ, эволюции орбит малых тел Солнечной системы, уточнение прогноза столкновений и т. д.).

Задача обнаружения стоит сейчас на другом, по сравнению с 1998 г. уровне. В США подготовлена программа по обнаружению практически всех ПОО, т. е. тел размером более 140 м. Заявка на проведение этой программы в финансовом отношении более чем на порядок превышает затраты на программу «Космический патруль». Если программа будет одобрена властями США (а это, несомненно, произойдет), то за 15 последующих лет будут обнаружены почти все ПОО. Желательно, конечно, получить наблюдательные данные о всех малых телах размером, скажем, более 50 м, однако это пока нереально. Но постепенно мощность наблюдательных технологий возрастает, и это позволяет решать задачи полной выборки для все более малых тел. Для решения этой группы задач, по-видимому, неизбежно развитие мощной международной наблюдательной сети, и, конечно, Россия должна занять здесь свое место.

В мире построено уже довольно много крупных телескопов, но они, к сожалению, не годятся для решения поисковых задач. Для построения современной системы наблюдений необходимо создавать специальные инструменты. Оптимальные параметры наземных телескопов, предназначенных для обнаружения ОСЗ, вполне известны:

- поле зрения инструмента должно быть не менее нескольких квадратных градусов;
- проникающая способность не хуже $21\text{--}22^m$ (для обнаружения ПОО размером 140 м нужны инструменты с проникающей способностью $23\text{--}24^m$);
- количество ясных ночей с хорошим качеством изображения должно быть не менее 50 % в год;
- необходимо мощное компьютерное оборудование и математическое обеспечение для получения оперативной информации о новых объектах в течение ночи и окончательной обработки до начала следующей ночи;

- телескоп должен эксплуатироваться квалифицированным персоналом и иметь оперативную связь с другими обсерваториями.

Этим условиям удовлетворяют строящиеся на Гавайях телескопы серии Pan-STARRS (the Panoramic Survey Telescope & Rapid Response System — <http://pan-starrs.ifa.hawaii.edu/public/>). Проект Pan-STARRS представляет собой 4 телескопа апертурой 1.8 м, предназначенных для одновременного наблюдения одного участка неба. Поле зрения каждого телескопа 3° , ПЗС приемник имеет огромные размеры — 1.4 млрд пикселей. В режиме обзорного поиска Pan-STARRS способен покрыть всю доступную площадь неба трижды в течение месяца. Pan-STARRS достигает 24-й предельной звездной величины. Первый телескоп уже работает. Все телескопы планируется пустить в строй к 2010 г. Планируются и создаются еще более мощные инструменты для работ по проблеме АКО. Отметим проект 4.2 м телескопа Ловелловской обсерватории — the Discovery Channel Telescope (<http://www.lowell.edu/DCT/>). Оптическая система телескопа допускает переключение от ультраширокого поля зрения в первичном фокусе, используемого при проведении обзоров, к длиннофокусной системе, используемой при астрофизических исследованиях. В первичном фокусе система позволяет получить поле зрения, в 16 раз превышающую площадь полной Луны. Ожидается вступление телескопа в строй в 2010 г. The Large Synoptic Survey Telescope (LSST) (<http://www.lsst.org>) является проектом уникальной системы, предназначенной для выполнения обзоров неба. Система будет способна каждые 15 с осматривать участок неба, в 50 раз превышающий по площади полную Луну, с регистрацией объектов до 24.5^m . Цифровая камера телескопа будет иметь 3×10^9 пикселей, а полный объем информации, получаемый в течение одной ночи, будет эквивалентен 7000 DVD. Предполагается, что система будет готова к 2012 г. Телескоп будет установлен в Чили. Данные, генерируемые телескопом, предполагается сделать общедоступными для анализа в любом месте.

В будущем, конечно, будут созданы и системы обнаружения и мониторинга ПОО с помощью средств космического базирования. Размещение специальных телескопов на борту КА позволит не только не зависеть от погоды, но самое главное проводить наблюдения в областях, недоступных в данное время для наземных инструментов, т. е. в направлениях, достаточно близких к направлению на Солнце. Это области повышенного риска неожиданного появления комет на уходящей ветви орбиты (как правило, сильно вытянутой).

Определение физических и химических характеристик ОСЗ также весьма важная составляющая. Нужно знать свойства тел, которые могут столкнуться с Землей, чтобы постараться найти наилучший способ предотвращения столкновения или уменьшения ущерба. Для таких исследований важны наземные методы дистанционного изучения ОСЗ (спектрофотометрия астероидов как в оптическом так и в радиодиапазоне) и, конечно, специальные космические миссии.

За последнее десятилетие в мире успешно осуществлено и осуществляется более 10 космических миссий, предназначенных для изучения малых тел Солнечной системы. Среди них наиболее известны:

- Near-Earth Asteroid Rendezvous (NEAR), 1996—1998 гг. (исследования астероида Эрос);
- Deep Space 1 (DS1), 1998—1999 гг. (комета Borelli);
- Deep Impact, 2005 г. (комета Tempel 1, осуществлен кинетический эксперимент — бомбардировка ядра кометы 300-килограммовым «снарядом»);
- STARDUST, 1999—2004—2006 гг. (собраны образцы межпланетной и межзвездной пыли, исследована комета Wild 2);
- Hayabusa (MUSES-C), 2003—2007 гг. (исследован in situ астероид Итокава);
- Dawn, 2006—2010 гг. (цель — астероиды Веста, Церера);
- Rosetta, 2004—2008—2010—2014 гг. (астероиды Штейн, Лютеция, главная цель — комета Чурюмова—Герасименко, на которую предполагается посадка спускаемого аппарата);
- Marco Polo — отобран в программу Европейского космического агентства на период 2015—2025 гг. Главная цель — исследование одного из ОСЗ.

Исследования астероидов и комет in situ в Федеральной космической программе России на период 2006—2015 гг. пока не предусмотрены. Но есть специальный проект для исследования малого тела Фобос — спутника Марса. Цель проекта — доставка на Землю образцов грунта Фобоса и проведение научных исследований Фобоса

и Марса. Головные организации: по комплексу научной аппаратуры — ГЕОХИ РАН, ИКИ РАН, по ракетно-космическому комплексу — НПО им. С. А. Лавочкина (предприятие Роскосмоса). Запуск планируется на 2009 г. Масса доставляемого на Землю образца грунта Фобоса — 0.1 кг. Во время этой миссии будут впервые в отечественной практике отработаны методы навигации в слабых гравитационных полях малых тел и методы посадки на такие тела.

Космические миссии к ОСЗ и особенно к потенциально опасным объектам имеют важное значение. Такие миссии могут как решать задачи по исследованию физических свойств угрожающего тела, так и выполнять ряд мероприятий по предотвращению угрозы.

Противодействие угрожающим объектам

Разработка и создание методов и средств активного противодействия падению космических тел на Землю осуществляется с самого начала этапа осознания реальности АКО, т. е. уже более 10 лет. Выбор метода существенным образом зависит от размеров опасного тела и времени упреждения (времени, остающегося до столкновения). Собственно, таких методов два: уничтожение (дисперсия) угрожающего тела или увод его с угрожающей орбиты.

Если время упреждения велико (несколько десятилетий), то, по современным представлениям, наиболее целесообразным является увод тела с орбиты столкновения одним из следующих способов:

- ударно-кинетическое воздействие массивного тела, выведенного в космос и сталкивающегося с угрожающим телом;
- гравитационный увод;
- использование малой реактивной тяги, создаваемой, например, электрореактивной двигательной установкой, посаженной на угрожающее тело;
- использование устанавливаемого на теле солнечного паруса.

Принципы использования перечисленных методов, в общем-то, очевидны. Пояснения требует только набирающий популярность метод гравитационного тягача, относящегося к методам гравитационного увода. Его суть проиллюстрирована на рис. 3 и состоит в том, чтобы вывести космический аппарат (гравитационный тягач) на околоастероидную орбиту. Двигателями малой тяги (направление струй

должно выбираться так, чтобы они не были нацелены на тело астероида); тягач создает импульс, уводящий астероид с орбиты. Преимущество использования гравитационного тягача перед методами, использующими посадочный аппарат, состоит в том, что нет необходимости точного учета особенностей формы (рельефа) астероида.

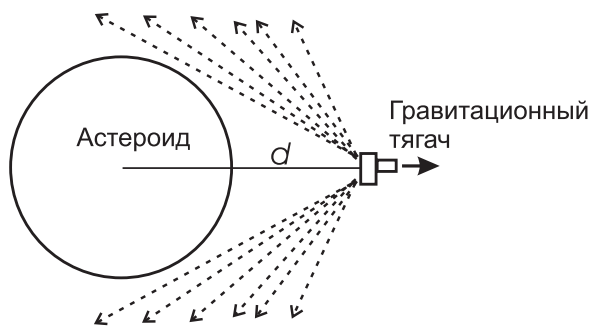


Рис. 3. Гравитационный тягач

В НПО им. С. А. Лавочкина разрабатывается проект полета к астероиду Апофис. Основная цель — посадка на поверхность астероида специального радиомаяка, что позволит использовать радиотелескопы и резко повысить точность определения орбиты астероида. Обсуждается и возможность применения метода гравитационного тягача. Если на расстоянии от центра Апофиса $d = 0.25$ км, включить двигатель малой тяги на нескольких часов, то это позволит изменить орбиту Апофиса таким образом, чтобы она не прошла через зону резонансного возврата. Осуществление такого проекта пока что представляется делом очень трудным. Дело в сравнительно малой массе астероида Апофис, для которого первая космическая скорость на $d = 0.25$ км составляет всего лишь чуть более 10 см/с. Требуется сверхточное управление аппаратом для выполнения сложных маневров посадки и/или осуществления идеи гравитационного тягача.

При малом времени упреждения и небольшой массе тела можно добиться его дробления на части, не представляющие угрозы, с помощью инерционных механических рассекателей или направленных потоков высокоскоростных частиц. В случае большой массы тела и малого времени упреждения наиболее эффективными методами противодействия являются изменение траектории тела с помо-

щью поверхностных или надповерхностных ядерных взрывов или его разрушение с приданием направленного движения полю осколков с помощью серии ядерных взрывов. Использование указанных методов требует серьезной предварительной проработки и опробования в условиях космоса.

Специфика проблемы активного противодействия состоит в том, что она не может решаться одной страной или группой стран. Это международная проблема, затрагивающая интересы всех стран, которая может быть решена лишь при наличии международного соглашения в отношении предпринимаемых действий. Особенно чувствительным вопросом является применение ядерных взрывов как инструмента противодействия. Сегодня на вывод ядерного оружия в космос существует запрет. Но в некоторых ситуациях без этого инструмента при современном уровне технологий обойтись нельзя. Можно указать и на ряд других причин, по которым оказание активного противодействия падению космических тел должно стать предметом международного соглашения.

В России решением проблем АО занимаются в ряде институтов РАН, вузов, а также в организациях других ведомств, в основном в инициативном порядке. В феврале 2007 г. при Совете РАН по космосу создана Экспертная рабочая группа по проблеме астероидно-кометной опасности. В нее вошли представители РАН, Роскосмоса, МЧС, Росатома, других заинтересованных ведомств и организаций. Информацию о деятельности группы можно найти по адресу: http://www.inasan.ru/rus/asteroid_hazard/. Одна из основных задач группы — разработка проекта Федеральной целевой научно-технической программы «Астероидно-кометная безопасность России». Уже подготовлен проект (паспорта) Федеральной целевой программы, который получил одобрение Совета по космосу РАН. Сейчас дело за продвижением программы на уровне правительственных органов. Естественно, что важна поддержка СМИ и общественного мнения. Я надеюсь, что после ознакомления с этой лекцией любой астроном или физик займет на своем уровне активную позицию поддержки усилий России по включению в работу по предотвращению обсуждаемой космической угрозы.

При подготовке лекции я с благодарностью использовал материалы, предоставленные Л. В. Рыхловой, В. А. Шором, С. И. Барабановым, В. В. Светцовым, В. Г. Полем, А. В. Багровым и другими членами Экспертной рабочей группы по проблеме астероидно-кометной опасности.

Список литературы

1. Астероидно-кометная опасность /Ред. А. Г. Сокольский. СПб., 1996
2. Угроза с неба /Ред. А. А. Боярчук, А. М. Микиша, М. А. Смирнов. М., 1999.
(Очень удачная научно-популярная книга, рассчитанная на самый широкий круг читателей, не ленивых умом.)
3. Катастрофические воздействия космических тел /Ред. В. В. Адушкин, И. В. Немчинов. М., 2005.
(Отличная современная монография для углубленного изучения проблемы АКО.)
4. 2006 Near-Earth Object Survey and Deflection Study, Final NASA Report, 2006.
(Обзор проблемы на конец 2006 г. Особенно подробно освещены вопросы выбора методов обнаружения и предотвращения. Доступен в ИНТЕРНЕТе.)

В. В. Акимкин

Санкт-Петербургский государственный университет

КИНЕМАТИЧЕСКАЯ КАЛИБРОВКА ШКАЛЫ РАССТОЯНИЙ ДО ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ

Исследованы четыре шкалы расстояний до планетарных туманностей (ПТ) [1–4]. Гелиоцентрическая радиальная скорость в модели осесимметричного вращения Галактики определяется по формуле

$$V_r = (\omega - \omega_0)R_0 \sin l \cos b - u_0 \cos l \cos b - v_0 \sin l \cos b - w_0 \sin b + K,$$

где R_0 — расстояние от Солнца до центра Галактики; ω и ω_0 — угловые скорости вращения ПТ на галактоцентрических расстояниях R и R_0 соответственно; $\mathbf{V}_0 = (u_0, v_0, w_0)$ — линейная скорость движения Солнца относительно ансамбля ПТ; l, b — галактические долгота и широта ПТ; K характеризует K -эффект. Параметры модели находились нелинейным методом наименьших квадратов при известных радиальных скоростях ПТ. Определено формальное расстояние до галактического центра для каждой из шкал и, исходя из принятого расстояния до центра Галактики (7.8 кпк), введена поправка к шкалам. Показано, что все четыре шкалы дают в среднем заниженные расстояния. Составлен сводный каталог расстояний до ПТ.

Список литературы

1. *Acker A.* A new synthetic distance scale for planetary nebulae // *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* 1978. Vol. 33. P. 367.
2. *Cahn J. H., Kaler J. B.* The distances and distribution of planetary nebulae // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 1971. Vol. 22. P. 319.
3. *Cahn J. H. et al.* A catalogue of absolute fluxes and distances of planetary nebulae // *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* 1992. Vol. 94. P. 399.
4. *Мальков Ю. Ф.* Самосогласованное определение расстояний до ПТ // *Астрон. журн.* 1997. Т. 74, Вып. 6. С. 853.

ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ КАРЛИКОВОЙ НОВОЙ V1504 Cyg: ВСПЫШКИ

Исследуемая переменная относится к типу SU UMa, для которого характерны дисковая аккреция, орбитальные периоды около двух часов и наличие вспышечной активности двух типов. Наблюдения проводились в Крымской астрофизической обсерватории на двух телескопах с диаметром зеркала 38 см и 2.6 м в июле—сентябре 2007 г. Переменная наблюдалась в фильтрах V и R. За этот период получены ряды наблюдательных данных для четырех нормальных вспышек и одной сверхвспышки. Определена средняя амплитуда изменения блеска для нормальных вспышек 3^m , в то время как для сверхвспышки эта величина составила 3.5^m . Для всех типов вспышек были построены зависимости изменения звездной величины в фильтре V от показателя цвета (V—R). V1504 Cyg на таких зависимостях для нормальных вспышек описывает так называемые петли. На восходящей ветви вспышки двойная более красная — показатель цвета (V—R) около 0.5^m , в максимуме блеска — голубая (-0.2^m), затем возвращается в красную область. Для нормальных вспышек до и после сверхвспышки цветовые зависимости показали различия в ширине петель и их наклоне. Это вызвано различиями в распространении тепловой неустойчивости: в одном случае процесс начинается во внутренних слоях аккреционного диска и распространяется наружу, а в другом — от внешних слоев к внутренним. Таким образом, V1504 Cyg имеет два типа нормальных вспышек.

**ВАРИАЦИИ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ
И ПЛОТНОСТИ В ПЛАНЕТАРНОЙ ТУМАННОСТИ
NGC 7027 ПО НАБЛЮДЕНИЯМ
НА КОСМИЧЕСКОМ ТЕЛЕСКОПЕ «ХАББЛ»**

Мы наблюдали молодую планетарную туманность NGC 7027, используя спектрограф STIS на борту космического телескопа «Хаббл», с целью определения зависимости электронной плотности и температуры от положения в туманности. Получены спектры с длинной щелью (длиной $20''$) в диапазоне $3\,000 - 10\,000 \text{ \AA}$. Было сделано пять сечений, параллельных большой полуоси туманности.

Были проведены оценки физических характеристик по отношениям интенсивностей запрещенных линий. Плотность оценивалась по линиям [S II] ($\lambda 6\,716/\lambda 6\,731$), [Ar IV] ($\lambda 4\,711/\lambda 4\,740$) и температура — по линиям [O III] ($\lambda 4\,969 + \lambda 5\,007$)/ $\lambda 4\,363$. Результаты представлены в работе [1].

Чтобы исследовать возможную мелкомасштабную неоднородность NGC 7027, был построен ряд численных моделей, в которых туманность имела простую эллипсоидальную структуру, подобную описанной в работе [2], но отличающуюся наличием внедренных сгустков. Расчеты показали, что наилучшее согласие с наблюдательными данными дают модели со сгустками более высокой плотности ($> 10^5 \text{ см}^{-3}$) и более низкой температуры ($< 10\,000 \text{ K}$), чем у окружающего их вещества, которое в моделях имеет постоянную температуру ($13\,000 \text{ K}$) и плотность, уменьшающуюся пропорционально квадрату расстояния от центральной звезды (диапазон $10 - 45\,000 \text{ см}^{-3}$).

Список литературы

1. *Biegging J. H., Boley P. A., Latter W. B. et al* A Search for Temperature and Density Variations in NGC 7027 with the Hubble Space Telescope. (В печати.)
2. *Masson C. R.* The structure of NGC 7027 and a determination of its distance by measurement of proper motions // *Astrophys. J.* 1989. Vol. 336. P. 294.

СЖАТИЕ МАГНИТНЫХ ВРАЩАЮЩИХСЯ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ОБЛАКОВ

Современное звездообразование происходит в ядрах молекулярных облаков, которые представляют собой наиболее плотные холодные гравитационно-связанные газовые конденсации. Наблюдения показывают, что они погружены в менее плотную и более теплую среду родительского молекулярного облака. Сами молекулярные облака погружены в разреженную горячую межоблачную среду. В процессе звездообразования происходит интенсивное взаимодействие между этими тремя фазами межзвездной среды. В частности, происходят обмен угловым моментом за счет магнитного поля, генерация биполярных истечений в центральных частях ядра и их влияние на динамику теплой фазы. Поэтому очень важно рассматривать эволюцию ядер в рамках самосогласованной модели с учетом динамики родительского молекулярного облака.

В данной работе с помощью двумерного численного кода Enlil проведено моделирование эволюции молекулярного облака с учетом вращения и магнитного поля. Начальные условия были выбраны, исходя из данных наблюдений типичных молекулярных облаков. Масса ядра была выбрана равной одной массе Солнца, а его температура равной 10 К. Температура вещества родительского молекулярного облака была задана равной 100 К, а его масса примерно в десять раз больше массы ядра. Температура межоблачной среды была взята равной 10^4 К. Изменяемыми параметрами модели были начальные значения угловой скорости вращения и индукции магнитного поля ядра.

В докладе представлены результаты численного моделирования ряда моделей. Одним из наиболее важных результатов является вывод о том, что с учетом вещества молекулярного облака эффективность переноса углового момента из центральных частей ядра на периферию резко увеличивается.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ И НЕ-ЛТР СОДЕРЖАНИЙ ВЫБОРКИ ЗВЕЗД ПО СПЕКТРАМ ВЫСОКОГО РАЗРЕШЕНИЯ

В работе были получены содержания кальция 22 звезд спектральных классов от F до M. Спектры изучаемых звезд с разрешением 20 000 были получены У. Мунари, Л. Томаселла. Для этих звезд автором были определены фундаментальные параметры звездных атмосфер, такие, как эффективные температуры T_{eff} , определенные с использованием калибровок показателей цвета (B–V) и (V–R), логарифмы ускорения силы тяжести $\log g$, полученные с использованием параллаксов из каталога HIPPARCOS. Содержания Ca определены с учетом не-ЛТР эффектов с использованием программного комплекса NONLTE3, разработанного Н. А. Сахибуллиным.

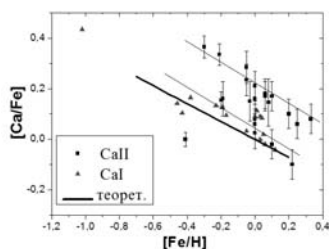


Рис. 1. Зависимости $[Ca/Fe]$ — $[Fe/H]$. Представлены данные, полученные по спектральным линиям двух стадий ионизации, и теоретическая кривая содержания Ca

Не-ЛТР содержания, определенные по линиям CaI, были определены В. В. Шиманским, не-ЛТР содержания, определенные по линиям CaII, получены автором. Полученные данные можно аппроксимировать двумя параллельными линиями, промежуток между которыми составляет 0.16 dex. Звезды разделяются на группы по переменности и значениям $v \sin i$. Первая группа, совпадающая со значениями содержаний Ca, полученными по линиям CaI, содержит звезды, не замеченные в переменности и имеющие $v \sin i$ больше 20 км/с. Во вторую группу входят переменные звезды разных типов со значениями $v \sin i$ меньше 20 км/с.

НЕСТАЦИОНАРНАЯ ИОНИЗАЦИЯ И ЗАСЕЛЕНИЕ УРОВНЕЙ ВОДОРОДОПОДОБНЫХ ИОНОВ В ГОРЯЧЕЙ ПЛАЗМЕ

В профилях линий спектров звезд ранних спектральных классов были обнаружены переменные детали (пики), смещающиеся от центра к крыльям линии, связанные с компактными неоднородностями в атмосфере [1]. Эти детали являются короткоживущими: срок их жизни составляет несколько часов и менее. Такой характер переменности профилей может быть интерпретирован в рамках стохастической облачной модели атмосфер [2].

Для моделирования спектров неоднородных атмосфер горячих звезд необходимо учитывать конечное время жизни неоднородностей в атмосфере.

В работе представлены результаты расчетов нестационарного заселения уровней и ионизации водородоподобных ионов в атмосферах горячих звезд.

Список литературы

1. Холтыгин А. Ф., Монин Д. Н., Сурков А. Е. и др. Быстрая переменность профилей линий в спектрах О-звезд // Письма в Астрон. журн. 2003. Т. 29, Вып. 3. С. 1.
2. Кудряшова Н. А., Холтыгин А. Ф. Моделирование быстрой переменности профилей линий в спектрах звезд типа Вольфа—Райе // Астрон. журн. 2001. Т. 78. С. 333.

ПРИМЕНЕНИЕ МОДЕЛИ ПЛАЗМЫ В ИССЛЕДОВАНИИ РАЗРУШЕНИЯ ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ

Нами был проведен анализ эффективности разрушения пылевых частиц межзвездной среды за фронтами ударных волн, образованных при взрыве сверхновых звезд. Причиной проведения исследований послужили данные о распространенности дейтерия в нашей Галактике, которые не согласуются с существующими теоретическими моделями разрушения пыли. Нашей задачей был поиск процесса, уменьшающего эффективность разрушения пыли в ударных волнах. Мы провели теоретические расчеты сначала в рамках модели [2] и показали, что она действительно не дает удовлетворительного согласия с экспериментом. Поэтому мы использовали модель плазмы для описания процесса разрушения пыли при взрыве сверхновой. Межзвездную среду мы рассматривали как плазму, состоящую из электронной, ионной и пылевой компонент. Электроны и ионы мы рассматривали как покоящиеся, а пылевые частицы — движущиеся относительно них. Затем мы рассматривали колебания данной плазмы [1]. При неустойчивом движении пучок пылинок будет вырван из фронта ударной волны и, следовательно, пыль разрушаться не будет. Неустойчивости пылевых частиц определялись из решения дисперсионного уравнения, составленного для трехкомпонентного вещества в ударном фронте сверхновой. Рассмотрены несколько типов неустойчивости плазмы: неустойчивость однородной плазмы без магнитного поля и анизотропная неустойчивость пылевой плазмы в магнитном поле. В рамках последней модели и удалось найти механизм уменьшения эффективности разрушения пыли.

Список литературы

1. Михайловский А. Б. Теория плазменных неустойчивостей // М., 1970.
2. Draine B. T., Salpeter E. E. On the physics of dust grains in hot gas // *Astroph. J.* 1979. Vol. 231. P. 77.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ ВСЕЙ СОВОКУПНОСТИ ОБЪЕКТОВ ГЕОСТАЦИОНАРНОЙ ЗОНЫ

В основу моделирования динамики совокупности объектов геостационарной зоны положена модифицированная версия программного комплекса «Численной модели движения ИСЗ», разработанного ранее в НИИ ПММ ТГУ и используемого в ряде научных и учебных организаций России. Комплекс предназначен для прогнозирования движения ИСЗ различных классов орбит на значительных интервалах времени. Внесенные модификации касаются уточнения моделей действующих на ИСЗ сил и астрономических постоянных в соответствии с Соглашениями IERS 1996 и 2000 гг.

Новая версия программного комплекса позволяет использовать в процессе интегрирования уравнения движения, записанные в двух формах: в прямоугольных координатах. Одна из версий комплекса доступна по адресу: <http://212.192.100.117>

На основе «Численной модели движения ИСЗ» построен программный комплекс, который позволяет отслеживать одновременно эволюцию орбит более 1000 объектов и исследовать их взаимные расположения в инерциальной системе координат и в системе координат, вращающейся вместе с Землей. Построение динамической картины распределения и эволюции объектов геостационарной зоны выполнено на основе данных, приведенных в каталоге. В частности, представлена динамическая картина распределения и эволюции всех объектов либрирующих и дрейфующих около точки с долготой 75° на 2008 г., а также эволюция распределения всех каталогизированных объектов геостационарной зоны на ближайшие 10 лет.

В дальнейшем планируется переставить указанный выше программный комплекс на кластер СКИФ «Cyberia».

КОМПТОНОВСКОЕ РАССЕЯНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ НА РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНАХ В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В сильных магнитных полях ряд физических процессов может протекать иначе, чем при слабом магнитном поле. В частности, это относится и к рассеянию излучения на релятивистских электронах. Процесс такого рассеяния с точки зрения астрофизики интересен в свете того обстоятельства, что он в значительной степени определяет непрозрачность вещества магнитосфер нейтронных звезд и преобразования спектра распространяющегося там излучения. Существует мнение, что одним из механизмов формирования гамма-всплесков является именно рассеяние фотонов на электронах в сильном магнитном поле.

Необходимостью становится обращение к результатам и построениям квантовой теории поля. Особенно удобным и эффективным представляется использование теории возмущений Фейнмана.

В настоящей работе было рассчитано сечение данного процесса, для чего строилась матрица 4×4 сечений рассеяния для произвольного состояния поляризации рассеиваемого излучения и рассеивающего электрона. Сделаны шаги к написанию кинетического уравнения, описывающего комптоновское рассеяние поляризованного излучения с учетом рождения и аннигиляции электрон-позитронных пар в магнитном поле.

ПОВЫШЕНИЕ ТОЧНОСТИ ДОПЛЕРОВСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ НА СПЕКТРОГРАФАХ 6-М ТЕЛЕСКОПА БТА

Цель работы — изучение методов определения лучевых скоростей звезд и поиск путей совершенствования этих методов с использованием спектральной аппаратуры 6-м телескопа БТА. Перечислены основные средства и методы измерения лучевых скоростей звезд. Указаны ошибки, типичные для разных методов. Получены ошибки классического метода измерения лучевых скоростей по спектрам со скрещенной дисперсией (эшелле-спектрам).

Особое внимание уделено методам измерения реперного спектра, зарегистрированного на фоне спектра звезды. В рассматриваемых методах регистрация изучаемого и опорного спектра осуществляется одновременно, в течение всей экспозиции, поэтому изменение характера заполнения оптики спектрографа и нестабильности положения спектральных линий проявляются на обоих спектрах одинаковым образом. То есть когда в качестве осветителя спектрографа выступает только телескоп, можно существенно снизить влияние эффектов неоднородности освещенности щели и неидентичности заполнения оптики спектрографа наряду с эффектами нестабильности модуля светоприёмника.

Эксперимент выполнен на эшелле-спектрографе НЭС. На входе спектрографа использован резатель изображений, обеспечивающий спектральное разрешение $R = 65\,000$ при использовании изображения турбулентного диска звезды с диаметром $1.2''$. Был получен ряд спектров Полярной звезды. Пригодный для измерений интервал длин волн лежит в пределах $5\,000\text{--}6\,000\text{ \AA}$.

На основе обработки наблюдательных данных и моделирования различных отношений сигнал/шум показана возможность достижения точности измерения лучевых скоростей на спектрографах БТА: 20 м/с для звезд до 10.5^m , 130 м/с — до 14.5^m . Разработана полуавтоматическая система обработки наблюдений с одной ячейкой.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 04-02-17564).

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЯДЕР МОЛЕКУЛЯРНЫХ ОБЛАКОВ С МЕЖЗВЕЗДНЫМИ УДАРНЫМИ ВОЛНАМИ

Картина звездообразования в целом построена, но детали этого процесса, в частности начальные фазы сжатия облака, до конца не ясны. Принято считать, что ядра молекулярных облаков находятся в состоянии, близком к магнитостатическому равновесию. Одним из механизмов, нарушающих это равновесие и приводящих облако к коллапсу, может служить обжатие межзвездными ударными волнами (УВ) [1].

В работе исследуется эволюция протозвездного облака (ПЗО) под воздействием плоской ударной волны в рамках двумерного приближения. В начальный момент времени облако солнечной массы, радиуса 0.058 пс, температурой 10 К, погруженное в бесконечную протяженную среду температурой 10^4 К, находится с ней в равновесии по давлению [2]. Фронт ударной волны ортогонален к направлению оси вращения и силовым линиям магнитного поля и распространяется со скоростью 10—25 км/с. Расчеты приводились с помощью двумерного численного МГД-кода Enlil [3], широко использующегося для моделирования самогравитирующих МГД-течений.

В результате ударного обжатия структура ПЗО становится довольно сложной. В работе представлены результаты расчетов для моделей с различными значениями индукции магнитного поля, скорости УВ и угловой скорости вращения.

Список литературы

1. *Kirk J. M., Ward-Thompson D., Andre P.* // MNRAS. 2005. Vol. 360. P. 1506.
2. *Дудоров А. Е., Жилкин А. Г., Жилкина Н. Ю.* // Письма в АЖ. 2006. Т. 32. С. 691.
3. *Дудоров А. Е., Жилкин А. Г., Кузнецов О. А.* // Матем. мод. 1999. Т. 11(11). С. 109.

ПОСТРОЕНИЕ И ИДЕНТИФИКАЦИЯ ПРОФИЛЕЙ ИЗЛУЧЕНИЯ ПУЛЬСАРОВ В МОДЕЛИ ГОЛДА

В настоящее время продолжается интенсивное обсуждение вопросов, связанных с выбором той или иной модели излучения пульсаров с целью теоретического обоснования экспериментально наблюдаемых профилей излучения пульсаров. Трудность выбора конкретной модели излучения состоит в недостатке знаний о конфигурации и кинематике потоков излучающих частиц в магнитосфере пульсаров. В данной работе используется модель Голда, для которой характерно то, что магнитная ось пульсара, одновременно является и осью конуса, в пределах которого по некоторым причинам сосредоточено мощное радиоизлучение. Так как магнитная ось не совпадает с осью вращения нейтронной звезды, то при «благоприятном» положении наблюдателя по отношению к вращающейся нейтронной звезде он будет принимать от этой звезды радиоимпульсы, разделенные строго одинаковыми интервалами времени. В связи с этим представляет большой интерес разработка техники построения соответствующих модели Голда профилей излучения пульсаров.

В основе данной работы лежит разработанный ранее универсальный метод кинематического проектирования профилей излучения пульсаров на основе усредненных по азимуту пространственных индикатрис мощности излучения произвольно движущихся релятивистских частиц. Разумеется, окончательный вывод о справедливости данной модели может дать только идентификация построенных профилей с экспериментально наблюдаемыми профилями излучения пульсаров. Это позволит определить конкретный набор параметров, используемых в данной модели излучения нейтронной звезды: угол наклона магнитной оси к оси вращения, энергию излучающих частиц, их траекторию и, стало быть, напряженности магнитного и электрического полей вблизи полярной шапки магнитосферы пульсара. Некоторые из построенных нами профилей излучения пульсаров оказались в хорошем соответствии с наблюдаемыми профилями. Таким образом, проделанная в данной работе идентификация профилей излучения пульсаров в дальнейшем может помочь глубже разобраться с феноменом нейтронной звезды.

НЕЙТРАЛЬНЫЙ АТОМАРНЫЙ ВОДОРОД В ОКРЕСТНОСТЯХ ЗОНЫ ИОНИЗОВАННОГО ВОДОРОДА S235

В данной работе исследовались распределение, кинематика и физические параметры нейтрального атомарного водорода в окрестностях S235. Для анализа использовались данные обзора Canadian Galactic Plane Survey (CGPS) в линии атомарного водорода на длине волны 21 см. Сравнение с изображениями в оптическом и радио-континуумах, а также данными наблюдений молекулярных линий $^{13}\text{CO}(1-0)$ и $^{12}\text{CO}(1-0)$ показывают, что на границе зоны ионизованного водорода S235 присутствует значительное количество атомарного водорода, возникающего вследствие диссоциации молекулярного водорода. Объект наблюдается на фоне крупномасштабного образования, в котором образуется яркая и широкая линия атомарного водорода. Это крупномасштабное образование и S235 движутся относительно нас с разными скоростями. Вследствие этого удаляющаяся от нас часть атомарной оболочки S235 с $V_{lsr} = V_{red} \sim -14$ км/с наблюдается в поглощении, а приближающаяся к нам часть с $V_{lsr} = V_{blue} \sim -20$ км/с — в излучении. Наиболее интенсивное излучение наблюдается в направлении молекулярного сгустка, содержащего молодое звездное скопление, что свидетельствует о взаимодействии ударно-ионизационного фронта зоны НП с молекулярным сгустком. Сравнение яркости атомарной оболочки S235 с яркостью фона позволяет произвести оценку температуры возбуждения атомарного газа в оболочке S235, составляющую 40–80 К. По разнице скоростей получены оценка системной скорости зоны НП, составляющая $V_{S235} = (V_{red} + V_{blue})/2 \sim -17$ км/с, и оценка скорости расширения зоны НП, составляющая $V_{S235} = (V_{red} - V_{blue})/2 \sim -7$ км/с.

АСТЕРОИДЫ, СБЛИЖАЮЩИЕСЯ С ЗЕМЛЕЙ И ЮПИТЕРОМ

Работа посвящена проблеме астероидной опасности. В настоящее время известно более 5 000 астероидов, сближающихся с Землей (АСЗ), из них около 900 объектов входят в группу потенциально опасных для Земли, и их продолжают интенсивно открывать. Следует отметить, что падение даже небольшого небесного тела в наше время может вызвать катастрофу регионального или даже глобального масштаба, что связано с появлением на Земле большого числа потенциально опасных техногенных объектов. Поэтому очень важно вовремя выявлять потенциально опасные для Земли астероиды и исследовать эволюцию их орбит.

В данной работе исследована динамика астероидов, сближающихся не только с Землей, но и с Юпитером. Сближение АСЗ с такой большой планетой, как Юпитер, может значительно изменить параметры орбиты астероида и увеличить риск тесных сближений или столкновения с Землей. Нами рассмотрена орбитальная эволюция всех известных АСЗ на интервале времени 2007—3000 гг., и из них выделена группа астероидов, сближающихся с Юпитером в пределах 1 а. е. Всего найдено 74 таких объекта. Для того чтобы оценить, какие из этих астероидов могут быть опасными для Земли, необходимо исследовать области их возможных движений. Нами построены области возможных движений тех из этих астероидов, которые движутся в окрестности резонансов низких порядков с Юпитером. Как известно, устойчивые резонансы предохраняют астероиды от тесных сближений с планетой, а в неустойчивом случае могут приводить к хаотичности движения. Область возможных движений каждого объекта строилась как ансамбль траекторий некоторого множества тестовых частиц, выбираемых в рамках начальной вероятностной области. Начальная область определялась с помощью эллипсоида ошибок, получаемого из наблюдений астероида методом наименьших квадратов. Орбитальная эволюция каждого объекта и соответствующих тестовых частиц рассчитывалась на интервале порядка 1 000 лет путем численного интегрирования уравнений движения.

**ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ
АСИНХРОННОГО ПОЛЯРА V1432 AQL
В ИЮЛЕ 2007 Г.**

Звезда V1432 Орла относится к подклассу полярных — асинхронным полярным. У этих объектов период вращения белого карлика P_{spin} не равен орбитальному периоду P_{orb} . Вследствие асинхронности, у таких объектов происходят переключения магнитных полюсов, на которые происходит аккреция вещества. На данный момент известно всего четыре таких объекта: *V1500 Cyg*, *BY Cam*, *CD Ind* и *V1432 Aql*. Эти звезды требуют к себе особого внимания, так как у них наблюдаются процессы синхронизации орбитального периода с периодом осевого вращения белого карлика.

Наблюдения проводились в июле 2007 г. в Крымской астрофизической обсерватории (КрАО). Всего было получено 208 ПЗС кадров в течение четырех ночей на телескопе К-380 (диаметр зеркала 38 см) при помощи ПЗС-камеры ST-7. Снимки были получены в фильтрах V и R системы Джонсона. После фотометрической обработки этих снимков в программах *MaxIm DL* и *GORANSKIJ WinFits* были построены кривые блеска звезды. На них просматриваются три типа минимумов: это орбитальные узкие минимумы (дипы), а также широкие и узкие минимумы, соответствующие периоду вращения белого карлика. Далее были проведены свертки этих графиков с периодом орбитального вращения системы и периодом вращения белого карлика вокруг своей оси.

Свертка с орбитальным периодом показала, что наблюдаемые моменты дипов практически совпадают с рассчитанными.

На свертках с периодом вращения наблюдается смещение и узких, и широких минимумов относительно рассчитанных моментов. Относительное смещение составляет примерно 0.032^d для обоих типов минимумов.

Подобное смещение скорее всего связано с уменьшением периода вращения белого карлика за счет процессов синхронизации его периода с орбитальным.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАССТОЯНИЙ ДО ЗВЕЗД КАТАЛОГА NOMAD

В последнее время появились массовые каталоги звезд, содержащие миллионы и даже миллиард звезд. В этих каталогах приведены достаточно точные положения и собственные движения звезд, но отсутствуют параллаксы, что является существенным недостатком, по сравнению с каталогом Hipparcos, который содержит «всего» 117 тыс. звезд.

Было бы весьма желательным получить оценки расстояний до звезд таких массовых каталогов как UCAC2, USBO-B и 2MASS, входящих в обобщенную базу NOMAD [1].

Большая часть содержащихся в NOMAD звезд имеет данные о многоцветной фотометрии. У 470 млн даже в шести полосах. Это обстоятельство может помочь в определении положения звезды на диаграмме Герцшпрунга—Рессела и определении ее абсолютной звездной величины [1].

Предполагаемые результаты работы позволят если и не получить точные расстояния для всех звезд, то определить оценки расстояний для некоторых групп звезд. В случае достижения успеха в этом направлении можно принципиально улучшить решение таких задач, как, например, исследование распределения пылевой материи, динамических характеристик Галактики.

Список литературы

1. *Zacharias N. et al.* The Naval Observatory Merged Astrometric Dataset (NOMAD) // Bull. American Astron. Soc. 2004. Vol. 36. P. 1418.
2. *Страйжис В. Л.* Многоцветная фотометрия звезд. Вильнюс, 1977.

ФОРМИРОВАНИЕ НАСЕЛЕНИЯ БЕЛЫХ КАРЛИКОВ ГАЛАКТИЧЕСКОГО ГАЛО

Исследование звездного населения гало не только проливает свет на самые ранние этапы эволюции нашей и других галактик, но также позволяет ограничить долю барионного вещества гало. В настоящее время выполнено несколько программ по поиску событий микролинзирования компактными объектами в гало Галактики. Одной из возможных интерпретаций результатов этих исследований является предположение о том, что наблюдаемые события микролинзирования вызываются населением белых карликов (БК), численность которых превышает $5 \cdot 10^{11}$, а масса составляет до 20 % массы гало. В работе рассматривается задача об эволюции населения белых карликов в дисковой галактике, аккрецирующей газ и (или) звездное население галактик-спутников, а также процесс образования крупной галактики из нескольких фрагментов, в которых самостоятельно протекают процессы звездообразования. В рамках модели ни один из рассмотренных вариантов (аккреция различной интенсивности и продолжительности) не приводит к заметному увеличению числа БК гало, под которыми в этой части работы понимаются остатки звезд промежуточных масс, образовавшихся в то время, когда полутолщина галактики превышала 500 пк. В «фрагментарной» модели предполагается, что на раннем этапе эволюции галактики в ее окрестностях находятся протогалактические фрагменты, аккрецируя которые, галактика набирает массу. Каждый из фрагментов эволюционирует индивидуально до тех пор, пока суммарная энергия вспыхнувших в нем сверхновых не приводит к выдуванию газа из него, а его звездная составляющая (в том числе, настоящие и будущие БК) рассеивается в галактическом гало. Наибольшее количество БК гало получено в модели с нижним пределом звездной НФМ $1\text{--}3 M_{\odot}$ и уменьшенными радиусами протогалактических фрагментов. Остальные модели не позволяют получить необходимое количество БК гало. Результаты работы позволяют предположить, что интерпретация наблюдаемых событий микролинзирования лишь за счет значительного населения БК гало сталкивается с большими трудностями.

Работа поддержана грантом РФФИ (07-02-00454).

РЯД ЭЙЛЕРА ДЛЯ БЛИЗПАРАБОЛИЧЕСКОГО КЕПЛЕРОВА ДВИЖЕНИЯ И ЕГО ОБРАЩЕНИЕ

Теория разложений функций небесной механики (прежде всего координат и скоростей) в ряды по степеням эксцентриситета доведена практически до совершенства. Для близпараболического движения (окрестность значения $e = 1$) теория неполна. Трудность задачи состоит в том, что малым шевелением парабола переходит в эллипс или гиперболу. Характер движения при этом качественно меняется с ограниченного на неограниченный.

Эйлером было получено приведенное в [1] соотношение

$$y = \sum_{k=0}^{\infty} (k+1) \left(\frac{x^{2k+1}}{2k+1} + \frac{x^{2k+3}}{2k+3} \right) \mu^k \quad (1)$$

с областью сходимости

$$|\mu x^2|.$$

Список литературы

1. Холшевников К. В., Титов В. Б. Задача двух тел. СПб., 2007.

ПРОГРАММА ДЛЯ РАСЧЕТА ПАРАМЕТРОВ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЗЕМЛИ ПО ДАННЫМ С МИКРОСПУТНИКА

Разработана программа для расчета полоидальной, тороидальной и вертикальной компонент магнитного поля Земли по данным с микроспутника «Татьяна». Алгоритм нахождения компонент магнитного поля основан на аппроксимации дискретных экспериментальных данных непрерывной зависимостью через разложение векторного потенциала по системе сферических функций. Коэффициенты разложения находятся по методу наименьших квадратов. Разложение строится для конечного числа мультиполей, ограничение на количество используемых членов разложения связано только с ресурсами компьютера. Одним из результатов работы программы являются рассчитанные характеристики магнитного поля. По их анализу можно говорить о структуре и доминировании определенных компонент поля.

МГД МОДЕЛЬ ШАКУРЫ—СЮНЯЕВА

В данной работе рассматривается МГД модификация стандартной модели Шакуры—Сюняева с учетом динамического влияния крупномасштабного магнитного поля на структуру и свойства аккреционных дисков молодых звезд типа Т Тельца.

Магнитное поле в диске считается полоидальным, магнитное поле звезды — дипольным. Рассматривается стационарный режим аккреции, когда темп аккреции считается внешним задаваемым параметром.

В работе учитывается зависимость характеристик диска от вертикальной к плоскости диска координаты. Проведен точный вывод уравнения переноса углового момента в диске из уравнения Навье—Стокса. Аналогично стандартной модели вводится безразмерный коэффициент α , который характеризует эффективность механизмов переноса углового момента в диске. Согласно предположению стандартной модели о малой геометрической толщине диска градиентом давления в радиальном направлении пренебрегают, а производные в вертикальном направлении заменяются на конечные разности. В итоге система дифференциальных уравнений для определения основных параметров аккреционного диска сводится к системе алгебраических уравнений.

В рамках модели определяются поверхностная плотность, эффективная полутолщина диска, температура, а также радиальная скорость в диске. Из уравнения индукции, с учетом введенных предположений о структуре аккреционного диска и магнитного поля, определяются компоненты магнитного поля в диске.

Расчеты показывают, что магнитное поле «размывает» диск, его геометрическая толщина увеличивается, что оправдывает необходимость учета вертикальной структуры. Соответственно температура и радиальная скорость в диске увеличиваются по сравнению со стандартной моделью Шакуры—Сюняева.

ПОИСК МАЗЕРОВ МЕТАНОЛА НА ЧАСТОТЕ 12.2 ГГц НА РАДИОТЕЛЕСКОПЕ ОБСЕРВАТОРИИ HARTRAO

Наиболее яркими и распространенными линиями мазеров метанола II класса, ассоциируемых с зонами массивного звездообразования в Галактике, являются линии на 6.7 и 12.2 ГГц. Для мазеров метанола на 12.2 ГГц четкое понимание условий их возникновения отсутствует. Актуальна задача поиска ярких (поток больше 10 Ян) источников на 12.2 ГГц для их наблюдения на интерферометре со сверхдлинными базами VLBA, что позволяет определять расстояния до них методом тригонометрических параллаксов. Этот прямой и наиболее точный метод в случае мазерных объектов применим на расстояниях до 10 кпк от Солнца. Проведение «слепых» обзоров неба на частоте 12.2 ГГц не представляется возможным прежде всего в силу отсутствия достаточного количества инструментов с высокой чувствительностью. Совместная статистическая обработка информации об источниках на 6.7 и 12.2 ГГц указывает на то, что яркие мазеры на 12.2 ГГц практически всегда наблюдаются в направлении на яркие мазеры метанола на 6.7 ГГц. В работе предложена процедура отбора источников для программы поиска ярких мазеров на 12.2 ГГц в направлении на источники мазерного излучения на 6.7 ГГц. Процедура основана на статистическом анализе свойств известных источников на 6.7 и 12.2 ГГц и цветовых индексов ассоциированных с ними IRAS источников. Полученная в результате проведенной работы выборка источников из 165 штук наблюдалась в сентябре—октябре 2007 г. на радиотелескопе обсерватории Hartebeesthoek Radio Observatory (Республика Южная Африка). Для 18 источников показано, что линия на 12 ГГц является переменной. Найден один источник в поглощении на частоте 12.2 ГГц. По результатам наблюдений было обнаружено 17 новых мазерных источников метанола на частоте 12.2 ГГц; из них пять с потоком, превышающим 5 Ян и два — с потоком более 10 Ян. Яркие источники будут рекомендованы для включения в программу определения расстояний методом тригонометрических параллаксов.

Работа поддержана грантом РФФИ (07-02-00628-а).

**СПЕКТРЫ И ПЕРЕМЕННОСТЬ
ВНЕГАЛАКТИЧЕСКИХ РАДИОИСТОЧНИКОВ
ВБЛИЗИ СЕВЕРНОГО ПОЛЮСА МИРА**

РАТАН-600 был использован для получения мгновенных радиоспектров внегалактических радиисточников вблизи северного полюса мира ($+75 \leq \delta \leq +88^\circ$) и исследования переменности потока их радиоизлучения в диапазоне частот от 1 до 22 ГГц. Получение мгновенных спектральных характеристик позволяет выделить объекты из общего списка по их принадлежности к категории нестационарных внегалактических источников, являющихся космологическими маяками Вселенной. Переменность потока по одной из моделей может быть следствием взаимодействия сверхмассивных черных дыр в центральных областях активных ядер галактик. Примерно из двух миллионов объектов, обнаруженных в дециметровых диапазонах, такие источники составляют лишь малую часть от общего числа радиогалактик. В рамках космического проекта «РадиоАстрон» в 2005 г. на РАТАН-600 была проведена наблюдательная программа по измерениям спектральных характеристик 500 радиисточников, расположенных вблизи Северного Полюса Мира, что позволило обнаружить около 50 источников со спектральными характеристиками компактных объектов [1]. Для исследования быстрой и долговременной переменности потока радиоизлучения этих объектов в августе 2007 г. на РАТАН-600 была проведена наблюдательная программа. Впервые для исследуемых объектов получены мгновенные радиоспектры (1–22 ГГц) на несколько эпох, оценена долговременная переменность на масштабах до 8 лет (наблюдения выборки $00 \leq \alpha \leq 24^h$, $+75 \leq \delta \leq +88^\circ$, плотность потока $S_\nu \geq 400$ мЯн), а также быстрая переменность на масштабах до 30 дней.

Список литературы

1. Мингалиев М. Г., Сотникова Ю. В., Бурсов Н. Н. и др. // Астрон. журн. 2007. Т. 84, № 5. С. 387–408.

Е. А. Аввакумова

Уральский государственный университет

ТЕСНАЯ МАССИВНАЯ ДВОЙНАЯ СИСТЕМА РАННЕГО СПЕКТРАЛЬНОГО КЛАССА V701 СКОРПИОНА

Исследования физических свойств массивных компонентов тесных двойных систем ранних спектральных классов необходимы для детального объяснения таких конечных стадий жизни эволюции звезд, как взрывы сверхновых, симбиотические звезды, релятивистские объекты. Один из основных способов получения оценок основных звездных параметров (светимость, радиус, температура) — анализ фотометрических кривых изменения блеска. Однако из-за пространственной близости компонентов тесных двойных систем эволюция одного из них в определенные моменты времени начинает сказываться на эволюции другого. Это приводит, в частности, к перетеканию вещества с одной звезды на другую, а также к накоплению газового вещества в окрестности двойной системы. Околос звездное вещество искажает получаемые фотометрические наблюдения. В результате анализ кривых блеска в рамках моделей без учета общей оболочки не может обеспечить получения достаточно надежных значений физических параметров звезд.

Цель представленной работы — попытаться выделить вклад газового околос звездного вещества в наблюдения тесной массивной двойной системы V701 Скорпиона, а также сравнить результаты с результатами аналогичных исследований для трех других тесных массивных систем: LY Возничего, ВН Центавра и SV Центавра.

СТРУКТУРА ТЕЧЕНИЯ В ГАЛАКТИЧЕСКОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЕ: ВЛИЯНИЕ ЭФФЕКТОВ НЕАДИАБАТИЧНОСТИ

В рамках двухмерного гидродинамического моделирования исследуется влияние эффектов неадиабатичности на структуру течения в галактической ударной волне. Эффекты неадиабатичности подразумевают наличие притока-оттока энергии. Функция объемного охлаждения соответствует виду, представленному в [3]. Функция объемного нагрева принимается постоянной.

В качестве начального состояния использовано течение газа в потенциале диска галактики при условии отсутствия спирального рукава. Начальное распределение величин получено численным решением системы уравнений: уравнения гидростатического равновесия диска, условия теплового равновесия и уравнения состояния.

Спиральный рукав моделируем как окружность некоторого диаметра, не превышающего толщину галактического диска. Потенциал спирального рукава «выращиваем» за некоторое характерное время, определяемое из величины скорости натекания на потенциал.

В результате моделирования получена вертикальная структура течения газа с учетом эффектов неадиабатичности при наличии потенциала спирального рукава в диске. Проведено сравнение с результатами, полученными в [2, 4] без учета эффектов неадиабатичности.

Список литературы

1. *Королев В. В.* Крупномасштабные нелинейные процессы в межзвездной среде: Дис. канд. физ.-мат. наук. .Волгоград, 2005.
2. *Dalgarno A., McCray R. A.* // ARAA. 1972. P. 375—427.
3. *Kovalenko I. G., Eremin M. A., Korolev V. V.* 3D structure of gaseous disks in spiral galaxies.

КИНЕМАТИКА РЕГУЛЯРНЫХ СТРУКТУР

Несмотря на кажущийся хаос в распределении светящегося барионного вещества, наша Вселенная в значительной степени упорядочена. Ей присуща иерархия систем, различающихся относительными расстояниями и размерами на много порядков. Каждая из них состоит из дискретных деталей — слоев, волокон и др., расположенных достаточно регулярно. Указанную регулярность можно промоделировать Универсальной сеткой неба (УСН) и описать аналитически. Важно, что при помощи единой Сетки можно отобразить пространственные структуры весьма различных масштабов, что указывает на их самоподобие и «безразмерность» геометрии пространства.

Очевидно, что наблюдаемая стабильность долгоживущих, «старых» структур накладывает ограничения на кинематику элементов, составляющих эти структуры, но в то же время допускает ряд степеней свободы для их движений. Так, допустимо вращение галактик, если оно происходит в плоскостях меридианов УСН, например в плоскости Галактики (MW) и/или в плоскости симметрии Локальной сверхгалактики (Λ). Допустимо существование потоков звезд, если их радианты лежат на меридианах УСН, как это наблюдается у 20 групп Эггена и движущихся скоплений. Звезды и другие объекты остаются внутри дискретных пространственных структур и при вихревых движениях с малыми отклонениями от поступательных. Все близкие звезды из каталогов *Hipparcos* и *Gliese* можно разделить на группы, ориентированные по УСН с почти одинаковыми пространственными скоростями. Их компоненты мало и рекуррентно варьируются относительно одного из основных направлений УСН. По-видимому, УСН отражает своеобразную силовую поляризацию пространства Вселенной, которая сложилась в ней на самых ранних стадиях развития и сохраняется в настоящую эпоху.

ДРОЖАНИЯ ЛУЧЕВЫХ СКОРОСТЕЙ ЗВЕЗД В ПРОГРАММАХ ПОИСКА ВНЕСОЛНЕЧНЫХ ПЛАНЕТ

Известно, что полные дисперсии ошибок высокоточных измерений лучевых скоростей звезд в программах поиска экзопланет включают в себя (помимо инструментальных погрешностей) так называемое «дрожание» (jitter). Последнее вызвано активностью звездной атмосферы (пятнообразование, грануляция, сейсмоколебания), которые приводят к кажущейся нестабильности лучевой скорости.

Это дрожание должно учитываться при определении параметров планет, обращающихся вокруг звезды. Обычно для его оценки применяют весьма неточные эмпирические зависимости от ряда характеристик звезды [2]. В данной работе разработан более эффективный алгоритм обработки временных рядов лучевых скоростей, содержащий встроенную оценку дрожания, которая автоматически учитывается в оценках планетных параметров [1]. Получено, что величина дрожания одной и той же звезды может сильно различаться для разных инструментов. Наиболее вероятная причина этого — плохое знание инструментальных погрешностей, прежде всего неучтенные систематические ошибки лучевой скорости. Эти систематические ошибки могут существенно искажать оценки параметров планет и приводить к неверным заключениям. Например, планета HD74156 d скорее всего является артефактом, вызванным систематическими ошибками годичного периода.

Работа поддержана грантом РФФИ (06-02-16795) и грантом Президента РФ по поддержке ведущих научных школ НШ-4929.2006.2.

Список литературы

1. *Baluev R. V.* Accounting for velocity jitters in planet search surveys // MNRAS. 2008. Submitted (astro-ph: 0712.3862).
2. *Wright J. T.* Radial velocity jitter in stars from the California and Carnegie planet search at Keck observatory // Pub. Astr. Soc. Pacific. 2005. Vol. 117. P. 657.

ИССЛЕДОВАНИЕ ОБЛАСТЕЙ ВОЗМОЖНЫХ ДВИЖЕНИЙ ДЛЯ ДАЛЕКИХ СПУТНИКОВ ЮПИТЕРА

В данной работе представлены результаты исследований областей возможных движений для далеких спутников Юпитера. Для построения начальных вероятностных областей использовались ковариационные матрицы ошибок, получаемые в процессе обработки спутниковых наблюдений. Для большинства спутников, открытых в 2003 г., вероятностные области довольно большие и сильно вытянутые, что главным образом связано с малым числом наблюдений, моменты которых сконцентрированы на коротком временном интервале, до 100 сут. Для спутников, у которых моменты наблюдений покрывают довольно большие интервалы времени, вероятностные области существенно меньше.

Результаты показали, что размеры вероятностных областей через оборот для некоторых новых спутников (S/2003 J02, S/2003 J03, S/2003 J04, S/2003 J10, S/2003 J12, S/2003 J23) становятся сопоставимы с размерами самих спутниковых орбит. Это говорит о том, что орбитальные параметры таких спутников еще не могут быть определены с приемлемой для планирования наблюдений точностью, и вполне вероятно, что эти спутники будут потеряны.

Кроме того, было обнаружено, что некоторые возможные орбиты спутника S/2003 J02 выходят за пределы гравитационной сферы Юпитера, иначе говоря, имеется вероятность, что объект является временным представителем спутниковой системы Юпитера. По нашим оценкам, вероятность того, что уже за 50 лет спутник S/2003 J02 станет астероидом, составляет приблизительно 0.06.

О ВОЗМОЖНОСТИ ГЕНЕРАЦИИ СОЛНЕЧНЫХ СПИКУЛ ВОЛНОВОДНО-РЕЗОНАНСНОЙ «ВЕТРОВОЙ» НЕУСТОЙЧИВОСТЬЮ МЕДЛЕННЫХ МАГНИТОЗВУКОВЫХ ВОЛН

Нестационарные процессы в переходном слое от фотосферы к нижней хромосфере Солнца наблюдаются с конца позапрошлого века. Тем не менее причины их возникновения остаются неясными до сих пор. В данной работе мы предлагаем объяснение причин этих нестационарностей и, в частности, солнечных спикул развитием резонансной сверхотражательной волноводной неустойчивости медленных магнитозвуковых волн (ММЗВ) в тонком переходном слое от фотосферы к хромосфере.

Отражение и преломление ММЗВ происходит между тангенциальным разрывом скорости и плотности плазмы, растекающейся на поверхности ячейки супергрануляции, и критическим слоем, расположенным в фотосфере под этой поверхностью, где фазовая скорость ММЗВ оказывается равной скорости растекания плазмы.

Предварительные результаты показывают, что усиление ММЗВ из-за указанного резонансного механизма действительно происходит. Важно отметить, что один из трех резонансных углов сверхотражения, при которых происходит максимальное усиление волн, соответствует распространению ММЗВ в нижней хромосфере практически вдоль поверхности ячейки супергрануляции. С учетом поперечного характера ММЗВ это хорошо согласуется с тем, что в спикулах наблюдаются вертикальные движения плазмы вверх и вниз с высокими скоростями. Кроме того, ММЗВ, распространяющиеся с малой скоростью к центру ячейки супергрануляции и одновременно сносимые течением к ее наружным границам, успевают вырасти до значительных амплитуд, экспоненциально нарастающих к внешним границам ячеек суперконвекции, что также хорошо согласуется с данными наблюдений.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ХИМИИ НА ПОВЕРХНОСТИ ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ: НУЖЕН ЛИ УЧЕТ СТОХАСТИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВ?

В докладе будет обсуждаться вопрос о необходимости учета стохастических эффектов при моделировании химических процессов на поверхности пылевых частиц. Основываясь на исследовании, выполненном автором, будет показано, что применение вычислительно трудоемких методов, позволяющих учесть стохастическую природу моделируемых процессов, необходимо лишь в том случае, если в физическую модель движения атомов на поверхности пылевой частицы включены эффекты квантового туннелирования через потенциальные барьеры на ее поверхности. Кроме того, будут обсуждаться современное состояние и перспективы разработки эффективных численных методов стохастического моделирования химических процессов на поверхности пылевых частиц.

Автор благодарит фонд «Династия» Дмитрия Зимина за финансовую поддержку.

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ТЕМНЫХ ИНФРАКРАСНЫХ ОБЛАКОВ

В работах Egan (1996), Carey (1998, 2000), Pillai (2006) показано, что темные инфракрасные облака (Infrared Dark Clouds — IRDCs) — идеальные объекты для изучения ранних стадий массивного звездообразования. Однако на настоящий момент количество облаков с хорошо изученными свойствами остается малым. Для увеличения числа объектов с известными характеристиками были выбраны 20 облаков расположенных в южном полушарии. В 2003 г. были проведены наблюдения 12 из этих объектов на длине волны 1.2 мм с помощью приемника SIMBA (телескоп ESO/SEST).

Автором была проведена обработка результатов этих наблюдений, а также данных, полученных на телескопе Spitzer в средней и дальней инфракрасных областях. В докладе будут представлены оценки физических характеристик темных инфракрасных облаков: массы облаков находятся в диапазоне 200—2 000 M_{\odot} , лучевые концентрации $4\text{--}10 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$. Такие характеристики позволяют рассматривать темные облака как области образования массивных звезд и звездных скоплений.

ОСОБЕННОСТИ ДИНАМИЧЕСКОЙ ЭВОЛЮЦИИ КОСМИЧЕСКОГО МУСОРА, ОБРАЗОВАВШЕГОСЯ В ГЕОСТАЦИОНАРНОЙ ЗОНЕ В РЕЗУЛЬТАТЕ ВЗРЫВА КОСМИЧЕСКОГО АППАРАТА

В работе представлены результаты исследования особенности орбитальной эволюции комплекса фрагментов космического мусора, образовавшихся в результате распада в геостационарной зоне. Было проведено моделирование пяти взрывов КА различной мощности и распада КА в результате старения, который можно рассматривать как предельный случай взрыва нулевой мощности.

По мере уменьшения интенсивности взрыва все больше фрагментов оказываются на резонансных орбитах с максимальной концентрацией объектов вблизи устойчивых точек либрации. Особенно хорошо это заметно на примере фрагментации КА в результате старения. На рисунке показано распределение фрагментов распада КА через 10 лет после фрагментации для двух граничных случаев: взрыва высокой мощности и взрыва нулевой мощности.

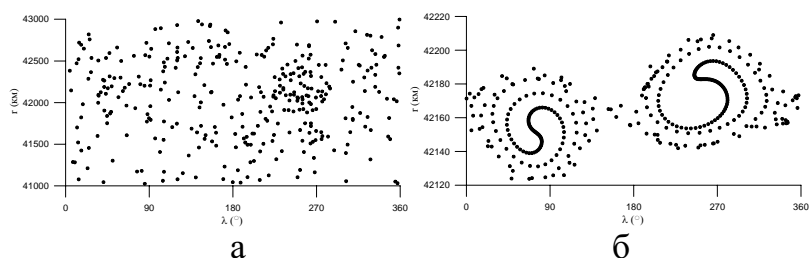


Рис. 1. Зависимость изменения радиус-вектора от долготы подспутниковой точки (а — распад КА в результате взрыва большой мощности, б — в результате распада на орбите)

РАСЧЕТ ВРЕМЕННЫХ ШКАЛ ПРИЛИВНОЙ ЭВОЛЮЦИИ ТДС

Впервые в рамках одной вычислительной сетки, построенной на базе эволюционных моделей-треков Claret, для ТДС с разделенными компонентами из каталога Свечникова, Перевозкиной, проведены расчеты временных шкал, характеризующих эффекты приливной эволюции. Это периоды апсидального движения U_A , времена синхронизации (τ_{syn}^1 ; τ_{syn}^2) собственного вращения обоих компонентов ТДС с их орбитальным движением, время циркуляризации (τ_{cir}) орбиты ТДС. Основные выводы, полученные в расчетах:

1. В РГП-системах с конвективными оболочками меньший по массе компонент быстрее синхронизирует свое собственное вращение с орбитальным движением, тогда как в массивных ТДС с лучистыми оболочками — наоборот.
2. Синхронизация значительно быстрее устанавливается у компонентов с конвективными оболочками, в которых моменты торможения достигают на порядки больших значений, чем в компонентах с лучистыми оболочками.
3. Чем массивнее компоненты в ТДС с лучистыми оболочками при прочих равных условиях (например, одинаковые полуоси орбит), тем быстрее циркуляризуется орбита ТДС. Для ТДС с конвективными оболочками имеет место обратная корреляция — менее массивные компоненты быстрее выходят на круговые орбиты.
4. Магнитное торможение в маломассивных ТДС, большая полуось которых близка к значению (A_{min}), успевает циркуляризовать орбиту конвективных компонентов, прежде чем они сольются в одиночную звезду посредством МЗВ.
5. Константы тормозных моментов, восстанавливаемые индивидуально для каждой ТДС каталога по методу изохрон, построенного на базе эволюционных моделей-треков, способны адекватно воспроизводить длительность шкалы циркуляризации, что подтверждается спектроскопическими данными о величине эксцентриситета орбиты.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЕРОЯТНОСТИ СТОЛКНОВЕНИЯ АСТЕРОИДА С ЗЕМЛЕЙ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО

Задача о возможности столкновения астероида с Землей на данном отрезке времени решается путем численного прослеживания траектории с определением расстояния между астероидом и Землей на каждом шаге. Для оценки вероятности столкновения необходимо рассматривать бесконечное множество возможных начальных условий движения.

Вероятность столкновения оценивается методом Монте-Карло. Начальные условия движения выбираются случайным образом в пределах области начальных значений, совместимых с имеющимся набором наблюдений. При большом числе испытаний отношение числа начальных условий, приводящих к столкновению, к общему числу испытаний, может рассматриваться как вероятность столкновения.

Проблема случайного выбора начальных условий упирается в то, что параметры, орбиты, вообще говоря, связаны корреляционными зависимостями, отражением которых являются отличные от нуля недиагональные элементы корреляционной матрицы вектора решения задачи по методу наименьших квадратов.

Для преобразования матрицы ковариации к диагональному виду нами использовался известный метод: сначала ортогональными преобразованиями матрица приводится к трехдиагональной симметричной форме, а затем для вычисления уже собственных значений диагональной матрицы и ее собственных векторов применялся QL-алгоритм со сдвигом. При этом нами использовались процедуры на языке FORTRAN, разработанные НИВЦ МГУ (http://srcc.msu.su/num_anal/lib_na/cat/ae/aeh1r.htm).

В результате построена программа, позволяющая оценивать вероятность столкновения при известных параметрах номинальной орбиты, средней ошибке представления наблюдений на основе данной системы параметров и их ковариационной матрице.

КЛАССИЧЕСКИЕ И КОРОТКОПЕРИОДИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ ТИПА RS CVn: СРАВНЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ЗАПЯТНЕННОСТИ

Проведен анализ запятненности семнадцати систем типа RS CVn: двенадцати классических систем (КС) с периодами от 2 до 24 сут. и пяти короткопериодических систем (КПС) с периодами меньше суток как по собственным фотометрическим наблюдениям, так и по всем опубликованным данным на длительных временных интервалах от 5 до 42 лет (421 наблюдательная эпоха). Получены следующие характеристики: площади запятненности, распределение пятен по широте и долготе, изменение этих параметров, а также общего блеска систем с течением времени. Полная площадь запятненности меняется от 7 до 55 % полной поверхности звезд, и показывает тенденцию роста с уменьшением осевого периода вращения звезды. Показано, что пятна располагаются на низких и средних широтах, причем пятна в КПС занимают более низкие широты. Большинство звезд демонстрируют дрейф пятен к экватору с одновременным ростом их площади, а четыре звезды — к полюсу, что можно считать грубым аналогом солнечной диаграммы бабочек Маундера. Средние широты и температуры пятен всех анализируемых звезд увеличиваются с ростом температуры звезд, что согласуется с зависимостями, полученными ранее для карликов типа BY Dra. Обнаружена цикличность активности пяти систем с периодами от 7 до 23 лет, выраженная в изменениях общего блеска от времени и реже — синхронных изменениях полной площади и средней широты пятен. Показано, что в трех КПС (WY Snc, CG Cyg, BH Vir) пятна располагаются на двух активных долготам, разделенных на 180° , причем в системах BH Vir и CG Cyg они занимают фиксированное положение, а в WY Snc дрейфуют в сторону вращения звезды. Обнаружено, что, в отличие от КС, переключения активности между долготами в этих трех КПС системах происходят часто, хаотично и не показывают наличия циклов. Существование активных долгот указывает на неосесимметричную структуру магнитных полей в этих звездах.

СПЕКТРАЛЬНАЯ КЛАССИФИКАЦИЯ ЗВЕЗД ПОГРУЖЕННЫХ СКОПЛЕНИЙ ПО НАБЛЮДЕНИЯМ В ДИАПАЗОНЕ 6 000 – 7 000 Å

Исследования молодых звездных группировок представляют большой интерес для изучения процесса звездообразования в Галактике. Зачастую эти объекты погружены в материал родительского газопылевого облака и наблюдаются только в дальнем красном и инфракрасном (ИК) диапазонах. Поэтому такие скопления называются погруженными или ИК скоплениями. Звездный состав ИК скоплений почти не изучен и может существенно отличаться от состава скоплений, видимых в оптическом диапазоне, поскольку 90 % ИК скоплений разрушаются в ходе их динамической эволюции. Это придает особую важность спектроскопическим исследованиям звезд ИК скоплений — единственному возможному способу определения спектральных классов звезд, составляющих погруженные звездные скопления. При этом спектральные классы звезд, определенные только по ИК области спектра, могут отличаться от реальных. Это связано с тем, что в излучение в ИК диапазоне большой вклад вносит окружающее звезду вещество, прежде всего вещество аккреционного диска. Поэтому проведение классификации по излучению объектов в оптическом диапазоне представляет большой интерес.

В 2007 г. на 6-м телескопе САО РАН были получены спектры диапазона 6 000 – 7 000 Å для ряда звезд погруженного скопления, расположенного в области звездообразования S235A-B. Во многих звездах была обнаружена яркая и широкая линия $H\alpha$, что говорит о том, что эти звезды окружены аккреционными дисками. Была проведена предварительная спектральная классификация звезд на основе сравнения интенсивностей фотосферных линий поглощения Na, Ca, He, H, Fe. Показано, что скопление состоит преимущественно из маломассивных звезд-карликов спектральных классов F и G. Обнаружен один сравнительно массивный объект, S235B, который является аккрецирующей OB-звездой.

ИСТОРИЯ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ В ДИСКЕ ГАЛАКТИКИ

История звездообразования в Галактике обычно исследуется методом синтеза населений. По наблюдательным данным строится диаграмма Герцшпрунга—Рессела (преимущественно для окрестностей Солнца), которая сравнивается с модельной. При построении модельной ГР-диаграммы темп звездообразования подбирается по ее наилучшему согласию с наблюдаемой.

Еще одним методом изучения истории звездообразования в диске Галактики является исследование распределения возрастов рассеянных звездных скоплений. Были рассмотрены распределения возрастов рассеянных звездных скоплений, относимых к трем отрезкам спиральных ветвей Галактики. Сглаженные распределения скоплений на плоскости возраст — галактоцентрический угол показали сильную неоднородность. Восстановленная с учетом селекционных эффектов и динамической эволюции скоплений зависимость темпа образования скоплений диска Галактики от времени показывает, что в среднем темп рождения РЗС со временем падает. Это согласуется с ростом в прошлое темпа звездообразования, что следует из синтеза звездных населений. Настоящее время является эпохой локального максимума темпа образования скоплений. Кроме современного, имели место еще как минимум три максимума с периодом 300—400 млн лет и продолжительностью не более 300 млн лет. Распределения возрастов не противоречат картине звездообразования, управляемого последовательным прохождением волн плотности через каждый выделенный объем диска Галактики. При этом наблюдается усложнение спиральной структуры при переходе от внутренних областей Галактики к внешним.

НЕКОТОРЫЕ ЧАСТНЫЕ СЛУЧАИ ОБЩЕЙ ЗАДАЧИ ТРЕХ ТЕЛ

Рассматриваются два предельных случая общей плоской гравитационной задачи трех тел равных и различных масс с отрицательной полной энергией.

Прямолинейная задача — три тела движутся по одной неподвижной прямой, причем центральное тело испытывает соударения с крайними телами. Исследуются движения крайних тел относительно центрального тела. При численном интегрировании уравнений движения проводится сглаживание особенностей при двойных сближениях и соударение двух тел рассматривается как абсолютно упругое столкновение.

Равнобедренная задача — в любой момент времени тройная система представляет собой равнобедренный треугольник. В начальный момент центральное тело находится в центре масс тройной системы и в дальнейшем удаляется или сближается с двумя другими телами по перпендикуляру к прямой, проходящей через эти тела.

Начальные условия задаются двумя параметрами: вириальным коэффициентом и отношением скоростей. В обоих случаях фиксируется число проходов центрального тела через центр масс тройной системы.

Рассмотрена динамическая эволюция тройных систем равных и различных масс. Получены непрерывные области регулярных движений и множества «разбросанных» точек в зависимости от числа проходов центрального тела через центр масс тройной системы. Построена классификация типов движений, исследована топология орбит.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ВОЗМУЩЕНИЙ ПЛОТНОСТИ БАРИОННОЙ МАТЕРИИ ВО ВСЕЛЕННОЙ С НЕСТАЦИОНАРНЫМ УРАВНЕНИЕМ СОСТОЯНИЯ

В последние годы большое внимание уделяется изучению вопросов, связанных с формированием крупномасштабной структуры Вселенной. При этом были рассмотрены разные аспекты, приводящие к ее формированию — теория процессов вблизи сингулярности, начальная стадия роста возмущений плотности, крупномасштабное сгущивание во Вселенной, вихревая модель структуры Вселенной и др. Особенность этих работ заключалась в том, что в их основу была положена идея о гравитационной неустойчивости барионной материи.

Вместе с тем за последнее время определенное внимание было уделено изучению антигравитационной неустойчивости космического субстрата, обусловленной влиянием вакуума.

Настоящая работа является продолжением исследований по развитию возмущений барионного субстрата, обусловленных небарионной материей. Конкретно здесь речь идет о нахождении распределения возмущений барионной материи в ранней Вселенной, эволюция которой обусловлена нестационарным уравнением состояния. Во Вселенной с нестационарным уравнением состояния барионная материя имеет явную тенденцию к структурированию. Поэтому формирование крупномасштабной структуры Вселенной, по-видимому, может быть объяснено с точки зрения имевшего место нестационарного уравнения состояния небарионной материи в самой ранней Вселенной.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗОНЫ РАСПРОСТРАНЕНИЯ СЕМЕЙСТВА ЧАСТИЦ ПРИ ВЗРЫВЕ СПУТНИКА, НЕ ЯВЛЯЮЩЕГОСЯ ПЛАНЕТОСТАЦИОНАРНЫМ

Спутник O_1 обращается вокруг планеты по круговой кеплеровой орбите. Орбита имеет ненулевой наклон i_0 к плоскости экватора планеты. В момент t_0 происходит изотропный выброс частиц из O_1 . В случае естественного спутника подразумевается падение на него астероида с последующим выбросом в космос большого количества массы в виде частиц; в случае искусственного спутника подразумевается изотропный взрыв. Таким образом реактивная сила равна нулю. Предполагаем также, что после взрыва ни спутник, ни посторонние объекты не оказывают влияния на выброшенные частицы. Негравитационные эффекты (как, например, световое давление) тоже не учитываются. Предполагается что планета несферична и имеет эллипсоидальное сжатие к плоскости экватора. Таким образом, орбиты выброшенных частиц станут возмущенными и их узлы и перигеи с течением времени будут меняться пробегаая все возможные значения. Принимаем, что вековые элементы орбиты (большая полуось, эксцентриситет и т. д.) постоянны. Аналогичную картину можно получить, если естественный спутник типа Фобоса будет претерпевать многократные бомбардировки астероидами. Требуется найти максимальную зону распространения облака частиц.

Задача решается аналитически, по ходу решения накладываются необходимые критерии на скорость выброса и угол наклона орбиты родительского спутника. Решение сопровождается наглядными статическими и динамическими иллюстрациями.

СТРУКТУРА ЯДЕР В ОБЛАСТЯХ ОБРАЗОВАНИЯ МАССИВНЫХ ЗВЕЗД

Приводятся результаты исследований как крупномасштабной (разрешаемой при наблюдениях), так и вероятной мелкомасштабной структуры плотных ядер, связанных с областями образования массивных звезд и звездных кластеров.

При анализе профилей линий $\text{HCN}(1-0)$ и $\text{CS}(2-1)$, полученных с высоким отношением сигнал/шум и высоким спектральным разрешением в направлении отдельных позиций в трех областях массивного звездообразования, обнаружено превышение дисперсии флуктуаций интенсивности в диапазоне линии над дисперсией шумов вне линии, что можно интерпретировать как результат наличия в диаграмме телескопа большого числа неразрешаемых мелких фрагментов,двигающихся со случайными скоростями. Анализ обнаруженных особенностей в рамках аналитической модели и с помощью детальных модельных расчетов позволил оценить вероятное количество таких фрагментов в диаграмме и их физические параметры.

По данным наблюдений в континууме на длине волны 1.2 мм рассчитаны радиальные профили плотности, которые для внутренних областей 16 ядер (на расстояниях 0.2–0.8 пк от центра) оказались в среднем близки к $\propto r^{-1.6}$. Во внешних областях зависимость более крутая. Проведено вписывание в карты двумерной свертки диаграммы телескопа и модельного распределения лучевой концентрации, следующего из модифицированной модели Боннора—Эберта. Определены плотности газа в центре ядер, дисперсии турбулентных скоростей и размеры ядер. Рассчитанные значения центральных плотностей лежат в диапазоне $6 \cdot 10^4 - 2 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$. Дисперсии турбулентных скоростей находятся в удовлетворительном согласии со значениями, рассчитанными по данным наблюдений линий $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$ и $\text{CS}(5-4)$.

Работа проведена при поддержке РФФИ (грант 06-02-16317).

НАБЛЮДЕНИЯ ЕКАТЕРИНБУРГСКИХ ШКОЛЬНИКОВ НА ТЕЛЕСКОПАХ ФОЛКЕСА

Телескопы Фолкеса являются инструментами научно-исследовательского класса с диаметром главного зеркала 2 м. Один из них — Северный — расположен на Гавайских островах, на склоне спящего вулкана Хаалекала. Южный телескоп установлен в Австралии. Телескопы оснащены цифровыми камерами, обеспечивающими поле зрения $4.5 \times 4.5'$, и фильтрами UBVR_I, позволяющими не только получать цветные изображения космических объектов, но и проводить научные исследования.

В России доступ к телескопам стал возможен благодаря программе Британского Совета по привлечению молодежи в науку. Этот проект дает возможность сотрудничества между школьниками разных стран и профессиональными учеными.

В 2006—2007 гг. в проекте участвовали 25 школ из 5 городов России. В Екатеринбурге по программе «Телескопы Фолкеса в России» работали три школы: университетский лицей (СУНЦ УрГУ), гимназия № 35 и гимназия № 37. Кроме того, в проекте участвует школа № 13 города Ирбита. К группам из лицея и 37-й школы присоединились школьники из других образовательных учреждений города.

В рамках четырех проектов участники изучили самые различные объекты нашей Вселенной — от простой затменной переменной звезды до гигантских взаимодействующих галактик. Задачи были поставлены таким образом, что школьники принимали участие не только в наблюдениях, но и в обработке и интерпретации полученного материала.

ОРБИТЫ ЗВЕЗД В МОДЕЛЯХ ГАЛАКТИК

Исследуется связь свойств орбит с изменением свойств ряда различных стационарных моделей гравитационного поля галактик. Работа является продолжением начатых нами исследований [1, 2].

В качестве исходной функции описания принимается гравитационный потенциал из работы [3] с осесимметричными и трехосными эквипотенциалами. Два вида моделей содержат соответственно четыре и пять структурных параметров.

Для построения траектории звезды решается задача Коши. При задании начальных точек в физическом пространстве учитываются особенности рельефа сил. Начальная скорость либо полностью равна нулю («падающие» звезды), либо содержит нулевые компоненты.

В случае ротационной симметрии орбиты изображаются в меридиональной плоскости, сопутствующей звезде. В трехосной модели траектории проектируются на плоскости декартовой системы координат. По аналогии с сечениями Пуанкаре можно построить три пары диаграмм. На первой паре используем оси x , \dot{x} . Изображающие точки соответствуют моментам, когда $y = 0$, $\dot{y} > 0$ или $z = 0$, $\dot{z} > 0$. Другие диаграммы получаются циклической перестановкой координат. Среди орбит имеются периодические. В частном случае модели из диска и гало возникают стохастические орбиты.

Список литературы

1. *Raspopova N., Kutusov S.* Orbits in various models of galactic gravitational field // Dynamics of Galaxies. Saint-Petersburg. 2007. P. 38.
2. *Кутузов С. А., Распопова Н. В.* Рельеф поля сил и орбиты в модели галактики // Вестн. Санкт-Петербург. ун-та. Сер. 10. 2008. Вып 1. (В печати).
3. *Кутузов С. А., Осипков Л. П.* Моделирование пространственного гравитационного потенциала звездных систем // Астрон. журн. 1980. Т. 57. С. 28.

**ОЦЕНКА ФИЗИЧЕСКИХ УСЛОВИЙ
В МОЛЕКУЛЯРНЫХ ОБЛАКАХ
С РАЗВИТЫМИ ЗОНАМИ НП
ПО КВАЗИТЕПЛОВЫМ ЛИНИЯМ МЕТАНОЛА**

Проведена обработка наблюдательных данных, полученных на SEST (Чили) в квазитепловых линиях метанола на частотах от 80 до 262 ГГц в направлении на молекулярные облака G328.81+0.6, G339.88–1.26, G34.26+0.15, G35.20–1.74.

В процессе оценки физических условий в G328.81+0.6, G339.88–1.26 и G34.26+0.15 выявлено, что получить наблюдаемые интенсивности квазитепловых линий метанола можно, лишь разделяя имеющиеся наборы линий на отдельные группы (разделение по значениям энергий квантовых уровней и по частотам переходов). Физические параметры (кинетическая температура газа, плотность молекулярного водорода, удельная лучевая концентрация метанола, относительное содержание метанола), при которых реализуются интенсивности, соответствующие наблюдаемым, для различных групп линий в каждом из источников существенно отличаются.

Если в молекулярном облаке присутствуют зоны НП с угловыми размерами, меньшими, но сравнимыми с диаграммой направленности телескопа, то вклад в интенсивности линий будет значителен, как от близких, так и от удаленных от зоны НП частей объекта. Для описания интенсивностей линий таких молекулярных облаков необходимо использовать более одного набора физических параметров. Молекулярные облака, в которых угловой размер зоны НП существенно больше диаграммы направленности (G35.20–1.74, например), можно считать квазиоднородными объектами; интенсивности линий метанола в них хорошо приближаются единым набором физических параметров.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 07-02-00628-а.

ОБЗОР ХОЛОДНЫХ IRAS ИСТОЧНИКОВ

Проведены статистические исследования выборки 24 объектов из обзора областей образования массивных звезд, связанных с «холодными» IRAS источниками, предварительные результаты которого представлены ранее. Уточнены оценки физических параметров ядер: массы ядер варьируют от 140 до $8 \cdot 10^4 M_{\odot}$, концентрация водорода от $<10^3$ до $7.5 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$, размер области излучения C^{18}O от 0.3 до 8 pc, $M_{\text{VIR}}/M_{\text{LTE}}$ варьирует от 0.1 до 2 со средним 0.7 ± 0.1 . Статистический анализ полученных данных выявил корреляции между массами и размерами ядер, концентрациями и размерами ядер а также между ширинами линий и размерами ядер. Уравнения регрессии имеют вид:

$$\begin{aligned}\log(M_{\text{LTE}}) &= 1.8(0.11) \cdot \log(R) + 3.2(0.04), p = 0.85 \\ \log(M_{\text{VIR}}) &= 1.6(0.09) \cdot \log(R) + 3.1(0.04), p = 0.64 \\ \log(\Delta V) &= 0.29(0.05) \cdot \log(R) + 0.37(0.02), p = 0.17 \\ \log(n(\text{H}_2)) &= -1.2(0.11) \cdot \log(R) + 0.8(0.04), p = -0.83\end{aligned}$$

С целью сравнения результатов наблюдения, проведено дополнительное картирование 9 источников выборки с особенностями в линиях излучения C^{18}O на телескопе в Онсала, в линиях излучения молекул $\text{C}^{18}\text{O } J=1-0$, $^{13}\text{CO } J=1-0$, $\text{N}_2\text{H}^+ J=1-0$, $\text{HCN } J=1-0$, $\text{HCO}^+ J=1-0$ и $\text{CS } J=2-1$. Ряд источников показал существенные расхождения в морфологии карт для различных молекул. Проведено моделирование процесса переноса излучения в линиях CO и $\text{C}^{18}\text{O } J=1-0$ для источников показавших структуру наиболее близкую к сферически симметричной. Сравнение результатов моделирования с оценками физических параметров поведенными из наблюдений оптически тонкой линии C^{18}O находятся в удовлетворительном согласии.

РАДИАЛЬНЫЕ КОЛЕБАНИЯ СКИНИРОВАННОГО Z-ПИНЧА С ЭКРАНИРОВАННЫМ И НЕЭКРАНИРОВАННЫМ ТОКОМ

Определение вида и количественных параметров солнечных корональных магнитных структур является важной задачей в связи с практической необходимостью прогноза солнечных вспышек и корональных выбросов массы. Одну из возможностей косвенного определения параметров коронального магнитного поля и плазмы дает корональная гелиосейсмология, поскольку в настоящее время становится возможным наблюдение осцилляций во многих волновых диапазонах.

Актуальной задачей солнечной физики является решение проблемы экранированности корональных электрических токов. Еще в 1960-х гг. А. Б. Северным было показано наличие в короне электрических токов, которые, возможно, играют важную роль в происхождении вспышек и процессах нагрева корональной плазмы. Сейчас можно утверждать, что значительная часть этих токов сосредоточена в корональных магнитных петлях, составляющих основной структурный элемент короны. Возникает вопрос об экранированности электрических токов корональных петель, имеющий значение для построения теоретических моделей вспышек и корональных выбросов массы.

Решение вопроса возможно в рамках корональной гелиосейсмологии. Повсеместно распространенными в короне являются периодические и квазипериодические пульсации радиоизлучения, интерпретируемые как МГД-колебания корональных петель. Радиальные колебания плазмы в петлях оказывается возможным описать в рамках двух моделей петли, содержащих экранированный и неэкранированный продольный электрический ток. В линейном приближении найдены дисперсионные уравнения радиальных колебаний для обеих моделей, построены дисперсионные кривые, проанализирован характер колебаний. Построенная количественная картина может быть полезной при решении указанной выше проблемы.

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕКОТОРЫХ СВОЙСТВ РЯДА ЛАПЛАСА ДЛЯ ГРАВИТАЦИОННОГО ПОТЕНЦИАЛА ЗЕМЛИ

Освещаются результаты работы по исследованию различных моделей геопотенциала, представляющих его рядом Лапласа по шаровым функциям. В исследовании, целью которого являлось изучение некоторых свойств ряда Лапласа для геопотенциала и его градиента, участвовали модели как современные, так и имеющие лишь историческое значение. В докладе продемонстрированы выявленные особенности поведения последовательности $\{\|Y_n\|\}$. Здесь Y_n — сферическая часть общего члена ряда Лапласа, $\|\cdot\|$ — среднеквадратичная норма функции на сфере фиксированного радиуса.

Работа выполнена при финансовой поддержке Совета по грантам президента РФ для поддержки ведущих научных школ (грант НШ-4929.2006.2) и Аналитической ведомственной целевой программы «Развитие научного потенциала высшей школы (2006—2008 годы)» Федерального агентства по образованию Министерства образования и науки РФ.

А. А. Соболев
МОУ гимназия № 37

ПРОЯВЛЕНИЯ КОНВЕКЦИИ ПРИ НАБЛЮДЕНИЯХ СОЛНЦА

При работе над этим проектом были изучены проявления конвекции в атмосфере. Наглядно продемонстрированы проявления основных свойств и оценены параметры конвекции на примере движения пыли в воздухе внутри телескопа. Газ вовлекает в движение перемешанную с ним пыль. Эта пыль светится в луче Солнца, и можно глазами видеть, как происходит конвекция. Конвективные движения хаотичны и имеют ячеистую структуру с характерным масштабом. Конвекция также характеризуется скоростью движения. Конвекция бывает свободная и вынужденная (например, при ветре во входном окне телескопа).

Было показано, что земная атмосфера оказывает сильное отрицательное влияние на качество изображений Солнца, в основном из-за конвективных движений. Когда можно ослабить влияние земной атмосферы, на Солнце становятся видны проявления конвекции в его оболочке. Конвекция ведет к появлению на поверхности Солнца гранул. Интересно, что конвекция приводит к сложной, но четко организованной форме поверхности Солнца.

При сравнении основных характеристик конвекции на Солнце и внутри телескопа можно сделать следующие выводы: размер конвективной ячейки внутри телескопа в сотни тысяч раз меньше размера солнечной гранулы, скорость конвективной ячейки внутри телескопа в тысячи раз меньше скорости солнечной гранулы, но конвекция, при меньших объемах вещества, происходит быстрее.

ВЛИЯНИЕ СОЛНЦА И ЛУНЫ НА СЕРДЕЧНО-СОСУДИСТУЮ СИСТЕМУ ЧЕЛОВЕКА

Лунно-солнечные возмущения, электромагнитное и корпускулярное излучение Солнца оказывают влияние на человека. В данной работе была поставлена задача исследовать влияние Луны и Солнца на сердечно-сосудистую систему человека. В испытуемую группу были включены шесть человек разного возраста. Проведено два сеанса измерений, приуроченных к солнечным затмениям 29 марта 2006 и 19 марта 2007 г. Длительность каждого сеанса составляла два с половиной месяца. Ежедневно утром измерялись артериальное давление (систолическое и диастолическое) и частота пульса.

Получены следующие результаты.

1. Обнаружена зависимость артериального давления всех испытуемых от фаз Луны.
2. Обнаружена связь частоты пульса и скорости солнечного ветра.
3. Обнаружен подъем артериального давления, в большей степени диастолического, в день солнечного затмения.
4. Не обнаружена зависимость артериального давления испытуемых от атмосферного давления.

Р. В. Балугев

Санкт-Петербургский государственный университет

ОЦЕНКА СТАТИСТИЧЕСКОЙ ЗНАЧИМОСТИ ПИКОВ ПЕРИОДОГРАММЫ

Периодограмма Ломба—Скаргла (а также различные ее обобщения) является мощным средством, используемым во многих разделах астрономии для поиска периодичностей в наблюдательных данных. Большие значения периодограммы указывают на наличие периодических колебаний соответствующих частот. Чтобы оценить его статистическую значимость, нужно знать вероятность того, что столь же высокий пик мог бы возникнуть из-за случайных ошибок измерений. Если эта вероятность мала (скажем, меньше чем 1 %), то найденную периодичность следует признать реальной.

Оценка этой вероятности — большая математическая проблема. Обычно для этого проводится Монте-Карло-моделирование или применяется эвристическая формула

$$\text{FAP} = 1 - (1 - e^{-z})^M \approx Me^{-z},$$

где параметр M оценивается опять же по результатам численного моделирования. В данной работе показано, что эта формула неточна и завышает статистическую значимость. Получено замкнутое и полностью аналитическое выражение

$$\text{FAP} \lesssim We^{-z}\sqrt{z},$$

где величина W определяется шириной частотной полосы поиска.

Работа поддержана грантом РФФИ (06-02-16795) и грантом Президента РФ по поддержке ведущих научных школ НШ-4929.2006.2.

**ИССЛЕДОВАНИЕ РАССЕЯННЫХ ЗВЕЗДНЫХ
СКОПЛЕНИЙ НА ТЕЛЕСКОПАХ АЗТ И SBG
КОУРОВСКОЙ АСТРОНОМИЧЕСКОЙ
ОБСЕРВАТОРИИ**

В настоящее время Коуровская астрономическая обсерватория использует ПЗС-камеру с матрицей 2184×1472 пикселя с размерами пикселя 6.8×6.8 мкм. Она установлена на камеру SBG — телескоп системы Шмидта с коррекционной пластиной диаметром 45 см. Эта система дает изображения размером $1 \times 0.6^\circ$, так что большинство интересных нас скоплений полностью укладываются на одном снимке и не требует мозаик. Светосила камеры позволяет получать фотометрируемые изображения звезд до $V = 17^m$ с применением экспозиций порядка 2-х мин для полос В и V. В целом точность одного измерения при апертурной фотометрии не превосходит 0.02^m . В настоящее время идет обработка изображений скопления NGC 7243. Также, на телескопе АЗТ с диаметром главного зеркала 40 см установлена ПЗС-камера с матрицей 1024×1024 пикселя с размерами пикселя 24×24 мкм, что дает размер изображения $17 \times 17'$. Используя данную систему можно исследовать далекие скопления. Были получены первые пробные изображения скопления NGC 7160 в полосах V и В. Экспозиции составляли 60 с и 90 с соответственно. В пакете DAOPHOT было обработано по три изображения в В и V полосах. Ошибка в определении блеска увеличивается с увеличением звездной величины, но в диапазоне от 10 до 15.5^m не превосходит 0.03^m для одного изображения в V и В—V. С использованием изохрон Bertelli для $Z=0.02$ $Y=0.28$ произведена оценка возраста скопления и модуля расстояния.

ИССЛЕДОВАНИЕ ДВИЖЕНИЯ В МОДЕЛИ ГАЛАКТИКИ, УЧИТЫВАЮЩЕЙ ЕЕ СПИРАЛЬНУЮ СТРУКТУРУ

На сегодняшний день известно множество различных моделей Галактики, каждая из которых обладает своими преимуществами и недостатками. На наш взгляд, существенным упущением является то, что большинство исследователей не учитывают спиральную составляющую при построении моделей. А ведь наличие спиральных ветвей оказывает заметное влияние на гравитационное поле и на движение звезд вблизи них. Некоторые исследователи моделировали наличие спиральной компоненты через явное задание особенностей потенциала [1], но форма спиральных рукавов в такой модели получалась апостериорно.

Для более точного отражения наблюдаемого распределения массы можно использовать подход, при котором на основе заданного выражения для плотности вычисляется потенциал. В настоящей работе рассматривается модель Флинна [2], к которой добавлены спиральные ветви по форме и массе близкие к наблюдательным данным [3]. Исследуется влияние, оказываемое этой дополнительной компонентой на различные характеристики (кривую вращения, форму эквипотенциалов и др.), и проводится сравнение с моделью Флинна. Кроме того, сравнивается движение пробных тел в полях двух моделей.

Список литературы

1. *Contopoulos G.* The Particle Resonance in Spiral Galaxies. Nonlinear Effects // *Astrophys. J.* 1973. Vol. 181. P. 657.
2. *Flinn C., Sommer-Larsen J., Christensen P. R.* Kinematics of the Outer Stellar Halo // *MNRAS*, 1996. Vol. 281. P. 1027.
3. *Valle J. P.* The Milky Way's Spiral Arms Traced by Magnetic Fields, Dust, Gas, and Stars // *Astrophys. J.* 1995. Vol. 454. P. 119.

РЕЗУЛЬТАТЫ ПЗС-НАБЛЮДЕНИЙ ИЗБРАННЫХ ПАССИВНЫХ ГСС НА ТЕЛЕСКОПЕ СБГ КОУРОВСКОЙ АСТРОНОМИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

Околоземное космическое пространство в геостационарной области интенсивно заполняется неуправляемыми искусственными объектами (ГКО), представляющими собой космический мусор. Особенностью таких ГКО является возможность изменения характера движения при движении объекта вблизи неустойчивых точек либрации. В связи с этим наблюдения этих объектов и изучение их орбитального движения являются актуальными задачами. Ранее был составлен каталог пассивных ГСС [1], которые представляют особый интерес для решения этих задач. В 2007 г. на телескопе СБГ начались ПЗС-наблюдения шести избранных ГСС из этого каталога (84035A, 90094A, 91074A, 91064A, 67026A, 70032A). Получено 950 ПЗС-снимков, определены координаты пяти объектов. Обработка проводилась с использованием программ IZMCCD и АПЕКС II (ГАО РАН), каталогов TYCHO 2 и UCAC 2. Среднеквадратические ошибки координат ГСС составляют $0.1 - 1''$. По результатам наблюдений вычислены предварительные и улучшенные элементы орбит ГСС.

Анализ наблюдений показал, что на телескопе СБГ Коуровской обсерватории могут успешно проводиться наблюдения пассивных ГКО и их фрагментов в зоне геостационарной орбиты.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ (грант 06-02-16201).

Список литературы

1. Кузнецов Э. Д., Кайзер Г. Т. Стохастическое движение геосинхронных спутников // Космические исследования. 2007. Т. 45. С. 378–386.

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЯ SZ CAM НА 1 И 6-М ТЕЛЕСКОПАХ САО РАН

На основе результатов обработки спектральных наблюдений затменной двойной SZ Cam, проведенных на телескопе Цейс-1000 и 6-м телескопе (БТА) САО РАН в 2000 и 2003 гг., и данных из литературы [1] вычислены новые значения отношения масс компонентов $q = 0.72 \pm 0.02$, лучевой скорости SZ Cam относительно барицентра Солнечной системы и полуамплитуд кривых лучевых скоростей компонентов $V_0 = -10.6 \pm 2.0$ км/с, $K_1 = 192.0 \pm 2.6$ км/с, $K_2 = 266.4 \pm 2.5$ км/с. Определены величины полуосей орбит компонентов и их массы: $a_1 = 10.4 R_\odot$, $a_2 = 14.5 R_\odot$, $M_1 = 16.7 M_\odot$, $M_2 = 12.0 M_\odot$. Подтверждена двойственная природа третьего тела в системе SZ Cam. Найдены новые значения световых элементов и параметров кривой лучевых скоростей третьего тела, а также получены оценки масс его главного и вторичного компонентов $M_1^{3b} = 22.0 M_\odot$, $M_2^{3b} = 1.4 M_\odot$.

Список литературы

1. Lorenz R., Mayer P., Drechsel H. // Astron.Astrophys.1998. Vol. 332. P. 909.

**РЕЗУЛЬТАТЫ ПЗС-НАБЛЮДЕНИЙ
ГЕОСИНХРОННЫХ СПУТНИКОВ НА ТЕЛЕСКОПАХ
СБГ И АЗТ-3 КОУРОВСКОЙ АСТРОНОМИЧЕСКОЙ
ОБСЕРВАТОРИИ В 2007 г.**

В 2007 г. на телескопах Коуровской астрономической обсерватории УрГУ выполнено четыре сеанса наблюдений геосинхронных спутников с целью исследования особенностей движения. Наблюдения проводились на телескопе СБГ, оснащённом ПЗС-камерой Alta U32, и на телескопе АЗТ-3 с ПЗС-камерой Alta U6.

В ходе выполнения работы получено и обработано более 1000 кадров. С помощью программного комплекса FitsAZT/FitsSBG определено свыше 1000 положений для более чем 110 геосинхронных объектов.

По результатам наблюдений геосинхронных спутников построены улучшенные орбиты для 39 объектов.

Для восьми геосинхронных спутников реализованы квазисинхронные наблюдения. Совместная обработка результатов наблюдений не выявила систематических расхождений между данными, полученными на разных телескопах. Максимальная разность $O-C$ для координат $\sim 3''$, среднеквадратическая ошибка разностей $O-C$ координат менее $1''$.

Для трех геосинхронных спутников улучшенные орбиты определены по наблюдениям, полученным в нескольких сеансах. Результаты обработки для разных сеансов наблюдений хорошо согласуются между собой. Максимальная разность $O-C$ для координат составляет менее $3''$.

Работа выполнена при частичной поддержке Министерства образования и науки РФ (Аналитическая ведомственная целевая программа «Развитие научного потенциала высшей школы (2006—2008 годы)»).

**ПРОГРАММНЫЙ КОМПЛЕКС FitsAZT/FitsSBG
ДЛЯ ОБРАБОТКИ РЕЗУЛЬТАТОВ
ПЗС-НАБЛЮДЕНИЙ ИСЗ
НА ТЕЛЕСКОПАХ АЗТ-3 И СБГ АО УрГУ**

В 2005—2007 гг. в Коуровской астрономической обсерватории УрГУ разработан программный комплекс FitsAZT/FitsSBG для астрометрической обработки результатов ПЗС-наблюдений ИСЗ на телескопах АЗТ-3 и СБГ.

Начальными данными для обработки являются ПЗС-кадр в fits-формате, момент начала экспозиции, длительность экспозиции, приближенные координаты центра кадра. Основные этапы работы комплекса:

1. Чтение fits-файла с учетом уровня отсечения шумов, задаваемого пользователем программы, выделение областей связности.
2. Анализ областей связности, фильтрация шумов, выделение объектов, которые могут являться звездами и спутниками.
3. Анализ объектов, выделение из их числа звезд и, в зависимости от режима работы, спутников. Реализованы три алгоритма разделения изображений звезд и спутников. а) Звезды — штрихи одинаковой длины (допустимое различие длин штрихов является параметром программы), спутники выбирает пользователь среди оставшихся областей связности, не классифицированных как шумы. б) Звезды — точечные изображения. В ходе астрометрической обработки определяются координаты всех объектов, не отождествленных с опорным каталогом. в) Звезды — точечные изображения, спутники выбирает пользователь.
4. Автоматическое отождествление опорных звезд по каталогам Tycho2 и UCAC2. Определение координат спутников.

Опыт использования программного комплекса показывает, что средняя квадратическая ошибка определения координат ИСЗ, как правило, не превышает $1''$.

ОТОЖДЕСТВЛЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ В ОБЛАСТЯХ ОБРАЗОВАНИЯ МАССИВНЫХ ЗВЕЗД

Спектральные наблюдения играют основополагающую роль при изучении протекания физических процессов в различных астрофизических объектах. Особенную важность имеет проведение спектральных обзоров, когда объект наблюдается в широкой частотной полосе. Это позволяет определять молекулярный химический состав излучающей области. Зная химический состав, обилие конкретных молекул, можно делать выводы о физических условиях в данной области, об ее истории и эволюции.

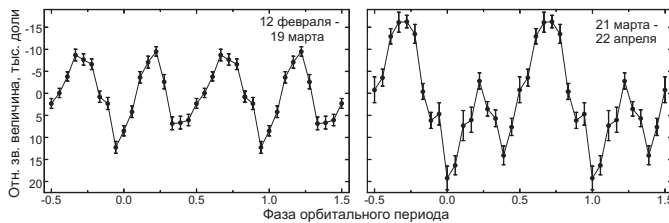
В работе представлена методика отождествления молекулярных линий в спектрах молекулярных ядер NGC 6334I и NGC 6334I(N), полученных по наблюдениям на однозеркальном радиотелескопе SEST. Обработка спектров проводилась с использованием графического пакета CLASS. При отождествлении получаемые в процессе обработки частоты сравнивались со спектральными частотами молекулярных линий из следующих каталогов:

- 1) база данных для молекулярной спектроскопии CDMS (The Cologne Database for Molecular Spectroscopy);
- 2) набор рекомендуемых частот переходов наблюдаемых межзвездных молекул NIST Recommended Rest Frequencies for Observed Interstellar Molecular Microwave Transitions;
- 3) интернет-ресурс Jet Propulsion Laboratory.

Анализировалось, какие линии рассматриваемой молекулы могут присутствовать в наблюдавшихся спектрах, сравнивались наблюдаемые интенсивности спектральных деталей, совпадающих по частотам с линиями данной молекулы. Отождествление новой спектральной детали считалось уверенным, если в наблюдениях присутствуют несколько линий данной молекулы с физически правдоподобным соотношением интенсивностей. Данная методика привела к успешному отождествлению в спектрах молекулярных ядер NGC 6334I и NGC 6334I(N) 242 спектральных деталей, принадлежащих 21 молекуле, не удалось отождествить 64 спектральных детали. Основной причиной последнего является неполнота существующих баз данных по молекулярной спектроскопии.

ОСОБЕННОСТИ ОРБИТАЛЬНОЙ КРИВОЙ БЛЕСКА ВЗРЫВНОЙ ПЕРЕМЕННОЙ HS 0229+8016

В недавно открытой взрывной переменной HS 0229+8016 ранее наблюдались изменения лучевой скорости с орбитальным периодом 3.876 ± 0.001 ч. Наблюдения, проведенные нами на 70-см телескопе в течение 19 ночей 2007 г., позволили обнаружить, что фотометрический период равен 1.937 ± 0.001 ч, т. е. он с высокой точностью является первой гармоникой орбитального периода. В то же время наши данные не позволили обнаружить колебания блеска, соответствующие самому орбитальному периоду. Эти колебания блеска с периодом в два раза короче орбитального можно было бы объяснить эффектом эллипсоидальности вторичного компонента. Однако данные, разделенные на две части и свернутые с орбитальным периодом (см. рисунок), показали, что форма орбитальной кривой не является типичной для эффекта эллипсоидальности. Она переменна во времени и показывает различающуюся ширину и высоту двух максимумов. Другой причиной, вызывающей колебания блеска с периодом, в два раза короче орбитального, могла бы быть аккреция вещества на два магнитных полюса первичного компонента системы. В этом случае HS 0229+8016 должна быть полярной. В некоторых полярных наблюдались такие особенности орбитальной кривой, как различная ширина максимумов и изменение их относительной высоты. Именно это можно видеть на рисунке. Однако рентгеновского излучения, типичного для полярных, в HS 0229+8016 обнаружено не было. Дальнейшие поляризационные наблюдения, вероятно, помогут решить этот вопрос.



РОБОТ-ТЕЛЕСКОП АСТРОНОМИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ УрГУ

Для Коуровской астрономической обсерватории создается полностью автоматизированный робот-телескоп с диаметром главного зеркала 40 см. Первый свет телескопа (в варианте с широкоугольным объективом) — 5 декабря. Инструмент будет полностью введен в эксплуатацию летом 2008 г. Телескоп рассчитан на выполнение следующих задач: быстрые наблюдения гамма-всплесков, поиск сверхновых в галактиках, комет и астероидов, мониторинг околоземного пространства, обнаружение экзопланет, гравитационных линз, фотометрические обзоры переменных.

В настоящее время на Земле создается сеть телескопов, позволяющая видеть все небесные объекты до 20—22 м в «реальном времени». Сейчас подавляющее большинство робоскопов сконцентрировано в Северной и Южной Америке и Европе, пространство от Тайваня до Москвы осталось «без присмотра».

Монтировка телескопа вилочная, с двумя фокусами Нэсмита. Приводы телескопа обеспечивают скорость вращения до 5 град/с, что соответствует максимальному времени наведения меньше 40 с при точности наведения 30". Оптические характеристики: диаметр зеркала — 0.4 м, относительное отверстие — 1/3 в первом фокусе и 1/8 во втором фокусе Нэсмита, поле зрения дифракционного качества с корректором: 1.50° или 90 мм, а без корректора: 0.50°, 30 мм для фокусов Нэсмита и 2.5° для главного фокуса. Полоса пропускания оптики — от 0.36 до 1.5 мкм.

Большое хорошо исправленное поле зрения диаметром более градуса будет использоваться для ПЗС-фотометрии. Во втором фокусе с малым полем предполагается установка спектрографа низкого разрешения. Диспергирующим элементом является гризма, 300 штрихов/мм. Аппаратное и программное обеспечение составляют полностью автоматизированную систему управления телескопом и мониторинга его состояния и условий наблюдения, а так же первичной обработки результатов наблюдений.

О ВОЗМОЖНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ ПОКАЗАТЕЛЯ MEGNO ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ СТОХАСТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ДВИЖЕНИЯ ГЕОСИНХРОННЫХ СПУТНИКОВ

Исследованы особенности применения показателя MEGNO (показатель средней экспоненциальной расходимости близких орбит) на основе результатов численного моделирования движения геосинхронных спутников на интервалах времени 30 и 100 лет.

Использовалась «Численная модель движения ИСЗ», разработанная в Институте прикладной математики и механики при Томском государственном университете. Принимались во внимание следующие возмущающие факторы: несферичность гравитационного поля Земли (модель EGM96, усеченная до гармоник 20-го порядка и степени), притяжение Луны и Солнца, приливы в теле Земли, прямое световое давление с учетом тени Земли.

Для показателя MEGNO на интервале интегрирования 100 лет в нескольких случаях удалось получить зависимость показателя от времени, указывающую на надежный характер вычисляемой оценки. Анализ зависимости показателя MEGNO от времени показал, что для надежной оценки требуется увеличить интервал интегрирования по крайней мере до 200 лет.

Выполнено исследование программного комплекса «Численная модель движения ИСЗ». Показано, что для прогнозирования движения геосинхронных спутников на интервале времени 240 лет требуется учитывать гармоники гравитационного поля Земли до 23-го порядка и степени. В этом случае в зависимости от амплитуды либрационного движения ошибка прогноза положения геосинхронного спутника составляет от 0.34 до 9900 км, ошибка большой полуоси — от 0.29 до 4400 м, ошибка долготы подспутниковой точки — от 0.00046 до 13°. Чем меньше амплитуда либрации, тем выше точность прогноза движения.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 06-02-16201).

ВРАЩЕНИЕ В СОЛНЕЧНЫХ ПЯТНАХ, ОПРЕДЕЛЕННОЕ ПО РАЗЛИЧНЫМ ТРАССЕРАМ

Вращение в солнечных пятнах определяется, как правило, по изменению положения ядер в тени пятна. Возникает вопрос: вращается пятно как целое или отдельные части его двигаются независимо и с разными скоростями? На телескопе АЦУ-5 Коуровской астрономической обсерватории в течение нескольких наблюдательных сезонов снимались на видеокамеру с интервалом в 1 мин солнечные пятна с целью обнаружения их вращения. Из этого наблюдательного материала было отобрано несколько пятен с многоядерной структурой и хорошим качеством снимков, где отмечается не только резкая граница между тенью и полутенью, но и четкая внешняя граница полутени. По ним были определены вращение пятна и скорость вращения по разным комбинациям ядер и по полутени. Метод выявления вращения общепринятый: определяется угол поворота прямой, проведенной через два выбранных ядра, или через два характерных проявления структуры полутени, наблюдающихся в течение всего выбранного интервала времени. Из полученных результатов следует: пятно вращается не как целое, скорость поворота, определенная по разным конфигурациям ядер, может сильно отличаться, вплоть до направления поворота (один случай), а скорость, определенная по элементам полутени, меньше скорости, определенной по ядрам.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЛУЧЕВЫХ СКОРОСТЕЙ ЦЕНТРАЛЬНЫХ ЗВЕЗД ЗОН III В КОМПЛЕКСЕ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ S231—235

Исследуемый объект — область звездообразования, содержащая зоны III S231—235. Исследования молекулярного газа области показали, что кинематика и морфология газовых масс на границах зон III связана с движением этих границ относительно окружающего молекулярного газа. Задача — определить лучевые скорости движения звезд, образующих зоны III.

В сентябре 2007 г. на эшелюном спектрографе НЭС БТА САО РАН были получены спектры восьми ОВ звезд комплекса S231—235 в диапазоне длин волн 5 200—6 680 Å. Разрешение прибора составляло $R = 60\,000$. В спектрах выделяются широкие линии $H\alpha$, HeI 5 875.72 и 6 678.15. Остаточные интенсивности этих линий сравнимы. Ширины линий HeI и $H\alpha$ имеют характерные значения около 40 и 100 км/с соответственно. В некоторых источниках профили линий гелия заметно асимметричны. Это скорее всего связано с наличием сильного звездного ветра. В ряде источников на спектры линий поглощения водорода, образующиеся в звездной фотосфере, накладываются эмиссионные детали, принадлежащие окружающему газу.

В числе наблюдавшихся источников присутствует S235, где скорости звезды и окружающего газа практически равны. Таким образом, движение самой этой звезды слабо влияет на окружающий ее молекулярный газ. В других источниках скорости звезды, близкого к ней ионизованного газа и окружающего ее молекулярного газа существенно отличаются. Например, в S233 скорость звезды составляет $V_d = -12$ км/с, скорость ионизованного газа $V_d = -18$ км/с и скорость молекулярного газа $V_d = -19$ км/с. Это соответствует случаю, когда звезда с сильным звездным ветром влетает в молекулярное облако.

ЯРКИЕ УЗЛЫ В ПЕТЕЛЬНЫХ СТРУКТУРАХ АКТИВНЫХ ПРОТУБЕРАНЦЕВ

Исследованы характер движения плазмы вдоль петель двух активных протуберанцев (АП) и структура ярких узлов в вершинах этих петель. По материалам Службы Солнца, эти АП сопровождались выбросами типа спрей. Использовались фотографические наблюдения на телескопе АЦУ-5 АО УрГУ и спектрографе АСП-20 в спектральном диапазоне 4110–3700 Å. Дифракционная решетка (600 штр/мм) обеспечивала разрешение по спектру 144 000. Щель вырезала на диске участок $0.3 \times 170''$. Исследовались две низкие петли, расположенные вдоль щели спектрографа. По доплеровским сдвигам структурных элементов линий К CaII показано, что движение плазмы в петлях происходило по спиралям с $V = 15\text{--}20$ км/с в виде нескольких жгутов с шагом 12 000–22 000 км, смещенных по фазе. В каждом пространственном элементе присутствовали противоположно направленные скорости. Цепочка спиральных потоков, наблюдаемых в линиях, завершалась чрезвычайно яркими узлами, высота которых над лимбом 8–11 тыс. км. Свечение узлов наблюдалось не только в линиях H и K Ca II, но и в высших членах серии Бальмера, а также в линиях HeI 3889, SrII 4078, MgI 3838 и 3832, FeI 3860, TiII 3761 и 3769 и др. Непосредственно к ярким узлам примыкали рожки эмиссии, которые можно объяснить, в частности, выбросом вещества вдоль нижележащей петли. В целом наблюдаемая картина приблизительно соответствует модели солнечной вспышки Корр and Рнеуман с магнитным пересоединением и плазмойдом (с учетом того, что щель спектрографа была параллельна нулевой линии). По спектральным линиям была получена информация о структуре ярких узлов (плазмойдов?). Оказалось, что свечение в оптически толстых линиях с малыми потенциалами ионизации (H и K CaII) охватывает гораздо большую область пространства, чем в оптически тонких линиях с большими потенциалами ионизации. В высших членах серии Бальмера и металлах свечение сосредоточено практически в точечной области в вершине плазмойда, т. е. наиболее высокотемпературная область расположена в точке плазмойда, противоположной нулевой линии.

КЛАССИФИКАЦИЯ ГЕОСТАЦИОНАРНЫХ И ГЕОСИНХРОННЫХ ИСЗ

Количество запущенных геостационарных (ГСС) и геосинхронных спутников с каждым годом увеличивается и через несколько лет превысит тысячу. Рукотворные ИСЗ стали полноправными астрономическими объектами и наблюдаются астрофизическими методами. Для облегчения стратегии их исследования и оценки масштаба работ по сбору наблюдательной информации для различных случаев, способствующих их идентификации, проведена классификация ГСС и геосинхронных спутников по их основным характеристикам, составляющим вклад в фазовую кривую блеска: тип стабилизации, форма корпуса, вид антенного комплекса, размер солнечных батарей, наличие выносных параболических отражателей и другие особенности. Первый тип образовали спутники Syncom, запущенные в 1963—1964 гг. Эти спутники стабилизированы вращением и имеют примитивные антенны. Второй тип образован спутниками, также стабилизированными вращением и имеющими противовращающуюся платформу, на которой монтируется антенный комплекс. Он может быть ориентирован в направлении Земли нужным образом. Наиболее распространенным стал антенный комплекс, состоящий из параболического отражателя и соответствующей аппаратуры. Всего выделено десять разновидностей спутников данного типа. К третьему типу отнесены цилиндры, стабилизированные по трем осям. К четвертому типу отнесены спутники, имеющие корпус в виде параллелепипеда («box»), стабилизацию по трем осям, различные СБ и антенные комплексы. Наиболее распространенный тип — трехосноориентированный «box» с двумя вынесенными параболическими отражателями и двумя панелями СБ. У четвертого типа выделено шестнадцать разновидностей. К пятому типу отнесен спутник Milstar, имеющий сложное строение, к шестому типу — многогранная призма с рефлектором и двумя панелями СБ.

НАБЛЮДЕНИЯ ОБЛАСТИ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ S235A-B В ЛИНИИ ВОДОРОДА H α НА 6-МЕТРОВОМ ТЕЛЕСКОПЕ САО РАН

По наблюдениям на 6-метровом телескопе БТА САО РАН исследовано излучение объектов области звездообразования S235A-B в линии водорода H α . Изображения и спектральные свойства S235A соответствуют развитой зоне HII, созданной двумя звездами с близкими светимостями. Объект S235B представляет собой ОВ звезду, вероятно, Ae/Be звезду Хербига с сильным звездным ветром, окруженную аккреционным диском. Связанная с этой звездой туманность является отражательной. Обнаружены три компактных объекта с широкой эмиссией в линии H α . Наиболее вероятно эти компактные объекты являются маломассивными звездами с мощными аккреционными дисками.

Авторы из УрГУ выражают благодарность фонду РФФИ за финансовую поддержку (грант 07-02-00628-а).

**ИССЛЕДОВАНИЕ GPS-ИСТОЧНИКОВ
(GIGAHERTZ-PEAKED SPECTRUM)
И КАНДИДАТОВ НА РАТАН-600**

В работе исследуются мгновенные радиоспектры и долговременная переменность GPS-источников (Gigahertz-Peaked Spectrum) и кандидатов в них. Выборку составляют 123 источника, идентифицированных в литературе как GPS-источники. Используется возможность радиотелескопа РАТАН-600 получать мгновенные спектры радиоисточников в диапазоне частот от 1 до 22 ГГц, что позволяет выделить истинные GPS-источники. GPS-источники — внегалактические радиоисточники, как галактики так и квазары, характеризующиеся наличием максимума в спектре вблизи нескольких гигагерц, укрупнением спектра как на высоких, так и на низких частотах, компактностью и низкой переменностью. Значительная часть источников, известных в литературе как GPS, имеют мало измерений в радиодиапазоне, и их спектры получены компиляцией данных с различных инструментов, измеренных в разные эпохи. В результате форма полученных радиоспектров не является корректной и не несет требуемой информации о переменности и физических процессах, присущих таким объектам. На РАТАН-600 для исследуемой выборки получены мгновенные спектры на три эпохи — июль 2006 г., март 2007 г. и сентябрь 2007 г. на частотах 1.1, 2.3, 4.8, 7.7, 11.2, 21.7 ГГц. Изучение высокочастотного поведения внегалактических радиоисточников важно для ESA's Planck Surveyor проекта. Многие источники, известные в литературе как GPS могут оказаться переменными радиоисточниками в активной стадии вспышки и стать непредсказуемо яркими на высоких частотах. Объекты типа GPS включены в первоначальный наблюдательный список Планка.

Работа проводится совместно с обсерваторией Metsähovi и Tuorla (Финляндия).

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ВОЗБУЖДЕНИЯ НИЖНИХ ВРАЩАТЕЛЬНЫХ ПЕРЕХОДОВ МОЛЕКУЛЫ АММИАКА В МЕЖЗВЕЗДНЫХ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ОБЛАКАХ

Информацию о кинематике плотного газа областей звездообразования можно получить, наблюдая их в линиях NH_3 . Радиолнии NH_3 являются одними из наиболее ярких в сантиметровом диапазоне. Для наблюдений удобно, что у аммиака несколько линий с близкими частотами: (1,1), (2,2), (3,3) и другие линии, возникающие при переходах между подуровнями метастабильных вращательных состояний. При этом первые две линии являются наиболее яркими и могут наблюдаться одновременно на современных телескопах, в частности на РТ-22 ПРАО ФИ РАН. Для определения параметров возбуждения переходов молекулы аммиака создано несколько программ. Однако в них при приближении наблюдаемых данных не учитывались физические ограничения на соотношения интенсивностей линий, что особенно важно в случае, когда в спектрах отношение сигнал/шум невелико. В ходе нашей работы была создана программа, отличная от уже существующих. Разработанная нами методика вычисления таких параметров возбуждения, как оптическая толщина в линиях, температура возбуждения переходов и вращательная температура, учитывает физически возможные соотношения интенсивностей линий. Оптическая толщина вычисляется непосредственно в ходе приближения наблюдаемого спектра. Для поиска наилучшего приближения наблюдаемых спектров использовался нелинейный метод наименьших квадратов Marquardt. С целью проверки работы программы была проведена обработка наблюдаемых данных по линиям (1,1) и (2,2), полученных на РТ-22 ПРАО ФИ РАН для областей образования массивных звезд G111.54+0.78, G123.06-6.31, G173.69+2.87. Полученные в результате значения параметров возбуждения переходов молекулы аммиака согласуются с существующими представлениями о физических условиях в исследованных объектах.

МНОГОЦВЕТНАЯ ПОВЕРХНОСТНАЯ ФОТОМЕТРИЯ ЧЕТЫРЕХ ГАЛАКТИК

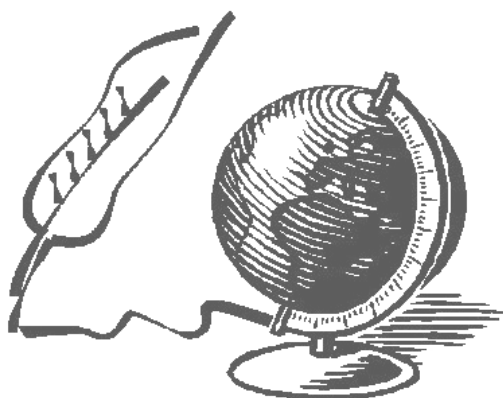
Фотометрические наблюдения являются источником данных о распределении яркости и показателя цвета. Результаты поверхностной фотометрии в оптике и в ближней ИК-области спектра необходимы для изучения эволюции, истории звездообразования, звездного населения, распределения пыли. В данной работе представлены результаты пятицветной (UBVRI) поверхностной фотометрии линзовидной галактики NGC7351 и трех спиральных галактик NGC245, NGC266, NGC7721. Наблюдения проводились на 1.5-метровом телескопе АЗТ-22 Майданакской обсерватории (Узбекистан). Проведена декомпозиция на балдж и диск и найдены их параметры.

СТРОЕНИЕ АКТИВНЫХ ЯДЕР ГАЛАКТИК

Самыми крупными объектами во Вселенной являются галактики, они представляют собой системы из миллиардов звезд. Наблюдения показали, что галактики не являются только скоплениями звезд, в центральных областях многих из них происходят бурные и не до конца понятные события. Так были открыты активные ядра галактик (АЯГ) и квазары.

В данной работе кратко рассмотрена история исследований АЯГ и некоторые физические свойства унифицированной модели АЯГ на основе данных наблюдений в различных диапазонах спектра.

Из истории науки



ТАЙНА ТУНГУССКОГО ПРИШЕЛЬЦА (к 100-летию Тунгусской катастрофы)

Как известно, астероиды и кометы представляют потенциальную угрозу для Земли в случае столкновения. Результат такой встречи может привести к глобальной катастрофе, размер которой зависит от многих факторов, в первую очередь от размера космического тела, его скорости относительно Земли, места падения, угла падения относительно земной поверхности, вещества тела. Мелкие тела порядка нескольких метров в диаметре полностью или частично разрушаются в атмосфере. Более крупные тела, размером около 100 м и более, могут привести к глобальной катастрофе, изменению климата в масштабе всей планеты, наступлению «ядерной зимы». В настоящее время зафиксировано порядка 800 астероидов, орбиты которых пересекают орбиту Земли. Они представляют собой потенциально опасные объекты. Есть еще и не зарегистрированные астероиды. Кроме того, появление вблизи Земли долгопериодических комет вообще невозможно предсказать на основании современных астрономических наблюдений. Несколько американских обсерваторий в рамках программы «Space Guard» занимаются выявлением потенциально опасных объектов для Земли. Результаты оказались впечатляющими. Обнаружено 25–30 тыс. объектов от 100 до 1000 м и выявлено большое количество астероидов в диапазоне от 10 до 100 м. Среди этих тел самыми опасными считаются те, которые могут сблизиться с орбитой Земли до расстояния 7.5 млн км (0.05 а. е.). Гравитационные возмущения со стороны тел Солнечной системы могут привести к изменению орбит объектов и их столкновению с Землей. Открытый в 2004 г. потенциально опасный астероид 2004 MN₄ = (99942) Apophis с периодом обращения 7 лет и диаметром от 300 до 400 м в апреле 2029 г. пройдет всего на расстоянии 30–40 тыс. км от земной поверхности. В 2036-м он будет представлять еще большую опасность для Земли. Однако у человечества еще есть возможность предпринять меры для предотвращения возможного столкновения.

Одним из примеров такой катастрофы в начале XX в. является падение Тунгусского космического тела. Утром 30 июня 1908 г. примерно в 7 ч 14 мин местного времени в Восточной Сибири жители

фактории Ванавара на берегу Подкаменной Тунгуски, правого притока Енисея, наблюдали в северо-западной части небосвода ослепительный шар, который затем превратился в огненный столб. Взрыв произошел на высоте 5—10 км. Раздался грохот, гул, громовые раскаты. Звук взрыва был слышен на расстоянии свыше 1000 км. Ударной волной были повалены в тайге деревья на площади радиусом более 30 км. Мощная световая вспышка и поток раскаленных газов привели к лесным пожарам. Воздушная волна, вызванная небывалым взрывом, два раза обошла земной шар и была зарегистрирована в Лондоне, Потсдаме, Вашингтоне и других пунктах. Спустя несколько минут после взрыва наблюдалось возмущение магнитного поля Земли продолжительностью около 4 ч. Эта аномалия магнитного поля по своему характеру совпадала с возмущениями, вызванными ядерными взрывами в атмосфере. В течение нескольких суток в западной Сибири, Средней Азии, Европейской части России практически не наступала ночь. На высоте около 80 км наблюдались светящиеся облака. Отмечалось резкое помутнение атмосферы и снижение потока солнечной радиации. В связи с этим французский астроном, исследователь оптических аномалий Фелликс де Руа первый высказал предположение о том, что, вероятно, 30 июня Земля столкнулась с облаком космической пыли. Почти десять лет, начиная с 1908 г., средняя температура в северном полушарии Земли была ниже среднегодовой на 0.3° .

Хотелось бы сказать несколько слов о терминологии, связанной с этим явлением. В научной литературе используются названия: «Тунгусское космическое тело», «Тунгусская комета», «Тунгусский метеорит», «Тунгусское диво», «Тунгусский феномен» и др. Все эти термины равнозначны, и они не раскрывают природу данного явления. Так, например, если это был действительно метеорит весом по меньшей мере в 100 тыс. т и диаметром порядка 60 м, то должен был образоваться кратер размером около 1.5 км в поперечнике и несколько сотен метров глубиной. Но такого кратера в действительности не обнаружено.

Первая экспедиция в район катастрофы была организована в 1911 г. под руководством инженера Вячеслава Шишкова. Она обнаружила в районе Нижней Тунгуски огромный вывал леса, происхождение которого связать с падением космического пришельца не удалось.

Большой вклад в изучение этого удивительного феномена принадлежит Леониду Алексеевичу Кулику (1883—1942), сотруднику

Минералогического музея Академии наук. В промежуток времени с 1927 по 1939 г. он совершил четыре экспедиции в район Тунгусской катастрофы и три непродолжительных выезда — в 1933, 1937, 1937 гг. Первая экспедиция Л. Кулика состоялась через 19 лет после уникального сибирского события. Ее участники проникли в область поваленного леса, обнаружили огромный радиальный вывал леса, в котором корни всех поваленных деревьев были направлены к центру взрыва. В эпицентре, где разрушения от возможно упавшего метеорита должны быть наибольшими, лес стоял на корню, с ободранной, обожженной корой, который напоминал врытые в землю телеграфные столбы. Все свидетельствовало о том, что здесь произошел колоссальный взрыв. Кроме того, посредине мертвого леса просматривалось озеро или болото. Л. Кулик предположил, что это воронка от упавшего метеорита. Он даже составил приблизительную карту района катастрофы. Надо заметить, что сам Л. Кулик был сторонником кометной гипотезы, однако с первого до последнего дня с необыкновенным упорством и усердием искал остатки гигантского метеорита, распавшегося в нескольких километрах над землей на отдельные глыбы. Это с его легкой руки уже после 1927 г. этот метеорит получил название Тунгусского. Очередная крупная экспедиция Л. Кулика была запланирована на 1941 г., но начавшаяся Великая Отечественная война на многие годы отвлекла внимание ученых от Тунгусской катастрофы. В начале июля 1941 г. Л. Кулик вступает в народное ополчение, в октябре он был ранен и попал в плен. В лагере для военнопленных ему предлагали сотрудничать с немцами, но он отказался. В «бараке смерти», переполненном тифозными больными, закончилась жизнь этого неутомимого и настойчивого исследователя Тунгусского метеорита.

12 февраля 1947 г. на Дальнем Востоке упал огромный Сихотэ-Алинский метеорит, изучение которого и поиски останков начались незамедлительно. Работы по проблеме Тунгусского феномена были опять отложены на неопределенное время. Однако в то же время возникла дискуссия в научной среде об искусственной природе Тунгусского пришельца. Поводом для нее послужила публикация в январском номере журнала «Вокруг света» за 1946 г. рассказа известного писателя-фантаста А. П. Казанцева под названием «Взрыв», в котором впервые была высказана версия об атомном взрыве над сибирской тайгой межпланетного корабля инопланетян. А. Казанцев обратил внимание на то, что картина разрушений в Хиросиме в 1945 г. оказалась точно такой, как на Подкаменной Тунгуске, пора-

зили совпадения сейсмограмм обоих взрывов. Эта гипотеза вызвала резкую критику в печати, но и подтолкнула к продолжению решения тайны Тунгусского метеорита.

Остановимся на перечислении самых известных гипотез о возможной природе Тунгусского явления: техногенные, геофизические, метеоритные, кометные, синтетические, связанные с антивеществом и т. д. Приведем некоторые из них:

1. В 1925 г. директор Иркутской магнитной и метеорологической обсерватории А. В. Вознесенский, обработав сейсмограммы и барограммы, полученные 30 июня 1908 г., а также показания очевидцев, наблюдавших полет болида, пришел к выводу о падении группы метеоритов в 893 км от Иркутска, в районе реки Подкаменная Тунгуска.

2. Кометная гипотеза была выдвинута в 1934 г. английским метеорологом Ф. Уиплом. Несколько позже в России ее также высказал астроном И. С. Астапович. Впоследствии она была обстоятельно разработана советским астрофизиком, академиком В. Г. Фесенковым. Любопытное дополнение к этой гипотезе было предложено в 1975 г. академиком Г. И. Петровым и доктором физико-математических наук В. П. Стуловым. Они рассчитали, что только рыхлое ядро кометы способно проникнуть столь глубоко в атмосферу Земли. Плотность, по их расчетам, в этом случае должна составлять не более 0.01 г/см^3 . Кометная гипотеза прежде всего объясняла отсутствие вещества на месте взрыва, а также, с некоторой натяжкой, ночные оптические аномалии, наблюдавшиеся сразу после катастрофы. Кометная гипотеза в научных кругах является наиболее обоснованной.

3. Гипотеза А. Казанцева получила свое научное обоснование благодаря работам уральского геофизика А. В. Золотова, утверждавшего, что взрыв мог произойти только из-за внутренней энергии космического тела.

4. В 1948 г. американский астроном-исследователь метеоритов Линкольн Ла Паз в журнале «Популяр Астрономи» опубликовал гипотезу об антивещественной природе Тунгусского метеорита. До войны он ее высказывал на одном из научных симпозиумов. Основными аргументами в ее пользу, он считал мощность взрыва и отсутствие вещества на месте катастрофы.

5. В 1963 г. астроном И. С. Астапович предположил в статье «Несостоятельность гипотезы падения на Землю Тунгусского метеорита 30 июня 1908 г.», что в связи с пологой траекторией (угол наклона около 10°) и минимальной высотой пролета, составившей

около 10 км, небольшая комета, пройдя сквозь атмосферу Земли и произведя разрушения при торможении, потеряла свою оболочку, а ядро вышло в межпланетное пространство по гиперболической траектории.

6. В 1973 г. сотрудники отдела теории относительности Техасского университета Альберт А. Джексон и Майкл Риан, ознакомившись с материалами по тунгусскому взрыву, выдвинули невероятную гипотезу о том, что Тунгусский метеорит в действительности был миниатюрной «черной дырой», которая вошла в Землю в Центральной Сибири, прошла насквозь, и вышла в районе Северной Атлантики.

7. В 1984 г. красноярец Дмитрий Тимофеев предложил гипотезу о взрыве 0.25—2.5 млрд кубометров природного газа. Шлейф газа, вырвавшись из недр Земли в районе Южного болота 30 июня 1908 г., образовал гремучую смесь, которая была подожжена молнией или болидом. Принципиальная возможность объяснения Тунгусской катастрофы взрывом метано-воздушного облака также высказывалась румынским исследователем Н. Нистором в 1989 г.

8. В 2000 г., в телепередаче А. Гордона прозвучала идея, что тунгусский взрыв был вызван экспериментами американского исследователя Николы Теслы. По его мнению, это был эксперимент по передаче энергии электроволн на дальние расстояния. За несколько месяцев до взрыва Тесла утверждал, что сможет осветить дорогу к северному полюсу экспедиции знаменитого путешественника Р. Пирри. При попытке это сделать он ошибся в расчетах.

9. Московский исследователь Е. В. Дмитриев, проведя комплекс исследований, выдвинул гипотезу, что Тунгусский метеорит представлял собой обломок эруптивной кометы, выпавший из кометно-метеорного комплекса кометы Энке.

В настоящее время природу Тунгусского события в какой-то мере может раскрыть уникальная вспышка кометы с интересной историей 17P/Holmes, которую открыл английский любитель астрономии Эдвин Холмс в ноябре 1892 г. Период обращения кометы — 6.8 года. Эта комета неоднократно терялась, ее вновь находили, но всякий раз она представляла собой слабый телескопический объект. Правда, при наблюдениях в январе 1893 г. блеск ее менялся нерегулярно, но она была видна долгое время невооруженным глазом. Диаметр кометы достиг 40' и превысил размеры лунного диска. После этого яркость только что открытой кометы стала резко падать и вскоре она стала недоступной для визуальных и фотографических наблюдений.

4 мая 2004 г. комета Холмса прошла перигелий, в июле она представляла более яркий объект по сравнению с расчетами. К осени ее блеск постепенно снижался и к 24 октября 2007 г. достиг 17^m . Утром 24 октября испанский астроном Хуан Антонио Сантана обратил внимание на то, что звездная величина кометы значительно превосходит ранее прогнозируемую, и к вечеру того же дня она уже была видна невооруженным глазом. 25 октября ее звездный блеск составил 3^m с расстояния 360 млн км, что соответствовало увеличению мощности потока излучения почти в 500 тыс. раз. Такого эффекта в кометной астрономии никогда не наблюдалось. Отчего она вспыхнула? Астрономы, занимающиеся изучением тел Солнечной системы, озадачены причиной такой рекордной супервспышки. Появились первые гипотезы, объясняющие механизмы сложных вспышечных процессов в комете Холмса, одна из них — столкновение с астероидом. Земляне стали свидетелями космической катастрофы кометы Холмса за орбитой Марса.

Время выдвигает все новые и новые гипотезы о природе Тунгусского пришельца. Но к общему мнению ученые так и не пришли, поскольку последствия этого столкновения не отвечают классическим представлениям. Установить состав космического пришельца до сих пор не удалось. Таким образом, и спустя 100 лет тайна Тунгусского феномена остается нераскрытой. Это событие не получило однозначной интерпретации и требует дальнейшего изучения.

НЕКОТОРЫЕ ФРАГМЕНТЫ МОИХ ВОСПОМИНАНИЙ
(к 90-летию со дня рождения
Клавдии Александровны Бархатовой)

7 ноября 2007 г. проходил научный семинар кафедры астрономии и геодезии и Астрономической обсерватории УрГУ, посвященный жизни и научной деятельности Клавдии Александровны Бархатовой, на котором присутствовали родные, выпускники кафедры, преподаватели кафедры и университета, сотрудники обсерватории и студенты.

К сожалению, я не смогла присутствовать, когда отмечалось это памятное событие, связанное с необычайно яркой жизнью незабвенной Клавдии Александровны. В ее характере была заложена некая могучая сила стратега, направленная на преодоление трудностей, и немалых.

Я настолько долго была рядом с ней, что в моей душе и в моем сердце сохранились интереснейшие периоды жизни Клавдии Александровны, связанные с Уральским университетом, историей его жизни и развития, начиная еще с довоенных, и, конечно, военных и послевоенных лет.

Осенью 1941 г., после эвакуации из Москвы, я стала студенткой Уральского университета. В то время в университете существовала кафедра астрономии. Ее возглавлял блестящий профессор Авенир Александрович Яковкин, и превосходно обучал студентов Сергей Владимирович Муратов.

В июне 1941 г. Клавдия Александровна окончила наш университет и была зачислена ассистентом на кафедру астрономии. Насколько я четко помню, Клавдия Александровна не раз говорила, что ее первым учителем астрономии на Урале был именно Сергей Владимирович Муратов. В 1936 г. она посещала известный в городе астрономический кружок, который вел С. В. Муратов. Клавдия Александровна проявила огромный интерес к астрономии именно в этом кружке. Сергей Владимирович отмечал ее необыкновенную любознательность и интерес к этой науке. На одном из заседаний кружка

он похвалил Клавдию Александровну и сказал: «Я, наверное, возьму Вас на затмение» (речь шла о солнечном затмении 1936 г.). Ближайшим местом к Уралу, где проходила полоса полного солнечного затмения, был Казахстан. Возвратившись из экспедиции, Клавдия Александровна не сомневалась в том, что ее дальнейшая учеба будет связана с университетом и кафедрой астрономии.

Надо отметить, что в 30—50-е гг. формировался особый характер у молодежи. Клавдия Александровна еще в школе была активной комсомолкой. Поступив в университет, она и здесь проявила себя необычайно деятельной студенткой. В 1937 г. Клавдия Александровна была избрана секретарем комсомольской организации университета и успешно руководила молодежью университета по 1941 г. Еще в студенческие годы она вступила в ряды Коммунистической партии. В университете все знали Клаву Бархатову. На посту комсомольского вожака в тяжелое военное время она проявила большие организаторские способности, которые и в дальнейшем закрепились и развились. К сожалению, в этой статье подробно не могу остановиться на труднейшем периоде существования кафедры астрономии в период с 1941 по 1949 г.

Глубокой осенью 1941 г. в наш город была эвакуирована из Москвы большая группа астрономов из Государственного астрономического института им. П. К. Штернберга для организации службы времени и для продолжения научной работы. Под службу времени, переведенной из Москвы, был выделен особняк на улице Розы Люксембург, 56. В 1943 г. здесь наша небольшая студенческая группа под руководством Клавдии Александровны выполняла учебный практикум и познакомилась с основными научными направлениями и научными школами ГАИШ. Общение с выдающимися астрономами сыграло большую роль в выборе направления научной деятельности Клавдии Александровны.

В конце мая 1945 г. уехал в Киев Авенир Александрович Яковкин. В мае 1949 г. скончался С. В. Муратов. Остался один астроном в университете, К. А. Бархатова. Кафедра была закрыта. Клавдию Александровну приглашают работать на кафедру теоретической механики, и она дает согласие, решив сохранить в какой-либо степени преподавание астрономии на физико-математическом факультете. К этому времени Клавдия Александровна защитила в Москве кандидатскую диссертацию. Надежда на возрождение кафедры астрономии не покидает ее все эти годы.

В 1951—1953 гг. К. А. Бархатова — декан физико-математического факультета. Благодаря ее авторитету на факультете было получено разрешение готовить астрономов из числа студентов математиков и физиков. Многие выпускники этих лет стали известными учеными и сотрудниками ведущих астрономических учреждений страны (В. В. Сыровой, Н. М. Бронникова, Г. Ф. Вяльшин, Г. Р. Кастель, Е. Л. Ченцов и др.). Клавдия Александровна очень заботилась об их дальнейшей профессиональной судьбе и поддерживала с ними как научные, так и чисто человеческие контакты.

В день 90-летия со дня рождения Клавдии Александровны, ровесницы Великого Октября, чем она очень гордилась, хотелось сказать о главном в ее жизни. Мой особый восторг о Клавдии Александровне как об очень перспективном ученом связан с ее успешным, крайне содержательным выступлением в 1958 г. на Московском конгрессе Международного астрономического союза, членом которого она являлась и активно работала с 1951 г. Съезд могли посетить многие астрономы нашей страны, и мне посчастливилось быть на нем. Это был доклад о системе рассеянных звездных скоплений в Галактике и важности их всестороннего изучения. Для меня авторитет Клавдии Александровны после этого конгресса МАС был поднят на необычайную высоту; я поверила в то, что она очень уверенный, целеустремленный человек, что она добьется восстановления астрономии в университете.

Возрождение кафедры астрономии проходило в особое время, в начале космической эры. Встал вопрос о научных кадрах для будущей кафедры. Клавдия Александровна стала усиленно думать, как решить этот вопрос. В 1957 г. в университете была создана станция наблюдений ИСЗ. В конце 1959 г. мне позвонила Клавдия Александровна и изложила вопрос о некоторых перспективах и условиях возрождения кафедры. В это время я весьма успешно работала в пединституте. Она спросила меня, как я смотрю на переход в университет. Я, конечно, отозвалась положительно, но указала на огромные трудности моего перехода, ответила, что должна подумать, а через две недели состоялся наш трудный разговор. Клавдия Александровна сказала мне, что будет объявлен конкурс, а бояться трудностей не стоит. В завершение нашего серьезного разговора я высказала пожелание Клавдии Александровне, что восстановление кафедры должно быть непременно связано со строительством загородной обсерватории, без нее мы не сможем готовить астрономов-профессионалов. Я сказала Клавдии Александровне, что уверена в том, что именно она

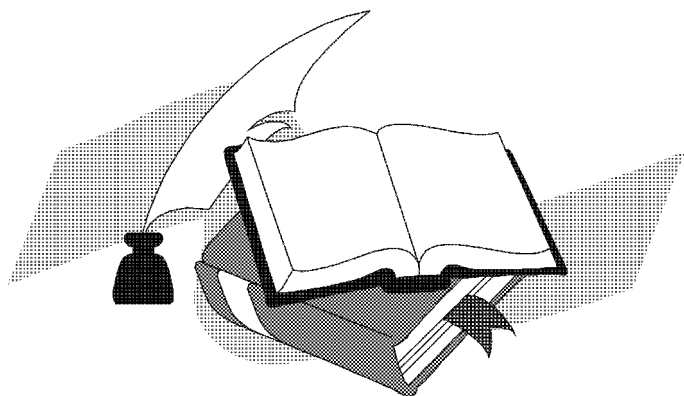
способна осуществить эту трудную задачу. В мае 1960 г. я была избрана по конкурсу, а с 1 сентября 1960 г. кафедра заработала. На меня была возложена большая педагогическая нагрузка.

Клавдия Александровна прекрасно ориентировалась в том, на каких людей и на какие авторитеты нужно было опереться, чтобы получить добро на строительство обсерватории. Ученые Московского университета, уральские коллеги, ученые УФАИ, особенно С. В. Вонсовский, ректорат университета поддержали это предложение.

Строительство обсерватории проходило с 1962 по 1964 г. Это были необычайно трудные годы. К этому времени были разработаны планы работы отделов будущей обсерватории. Надо было подумать о приобретении современных инструментов и решить массу других важных проблем. 12 января 1965 г. состоялось открытие обсерватории Уральского университета. Несомненно, Клавдия Александровна была в этот день самым счастливым человеком! Мне трудно найти слова, чтобы выразить огромную благодарность Клавдии Александровне, которая «сказку сделала былью». Мечта всех уральских астрономов сбылась! Будучи успешным зав. кафедрой, Клавдия Александровна в течение длительного времени была научным руководителем самой восточной в Европе обсерватории, а это был огромный труд. Она явилась вдохновителем зимних студенческих астрономических школ, традиция проведения которых жива по сей день.

Клавдия Александровна осталась в моей памяти яркой, целеустремленной личностью, патриотом Урала и нашей науки. Именно с ней мне посчастливилось в течение почти 50 лет трудиться рядом.

Литературные страницы



Словно в наступлении пехота —
Рядом, недалет и перелет. —
Каждый год теряем мы кого-то,
Кто-то новый больше не придет.

Об ушедших в памяти живущих
Явь во сне и слезы наяву.
С каждым годом повороты круче,
Каждый миг стоим мы на краю.

Снова холоднее с каждым днем,
Снова черно-белая палитра.
Всё уже круг сидящих за столом,
Всё дольше поминальная молитва.

Завтра снова все зазеленеет,
Но стоят в каре, как на парад,
Белые квадраты юбилеев,
Черные квадраты круглых дат.

Будем жить, судьбу благословляя,
Что еще забот не перечесть,
Что еще за рюмочкою чая
Мы с друзьями можем посидеть.

Помолчать. Поспорить. Улыбнуться.
Обо всех и всем поговорить.
Ненадолго в прошлое вернуться,
По тропинкам старым походить.

ЧУДО

Мы живем ожиданием чуда,
Нам так нужно, так хочется знать:
Эта нежность на сердце — откуда?
Эту смутную радость — как звать?

Как сквозь бездну вселенского гуда
Заглянуть в послезавтрашний день,
Как цыганского бреда и блуда,
Наводящего тень на плетень,

Усмирить одичалую силу,
И, душой обнимая простор,
Не позволить болотному илу
Затянуть негасимый костер?!

Человеку так хочется чуда,
Страстно хочется верить, что есть
Кто-то Сверху Глядящий, оттуда
Посылающий Добрую Весть!

Эта вера — не блажь, не причуда,
Хоть мечтой, хоть надеждой зови...
И тоска, и печаль, и остуда
Отступают пред Чудом Любви!

... Не пустеет у Бога посуда,
Слабый истину ищет в вине...
Беспроцентная щедрая ссуда?
Всем дается? Давайте и мне!..

Только мир наш иначе устроен:
Ничего не получишь «за так».
Всё — в тебе! Ты судьбой недоволен?
Но судьба — это ж медный пятак!

Так пытай же на нём вероятье,
Загадай на орла и не трусь!
Повторяй, как молитву, заклатье:
«Я хочу! Я могу! Я добыюсь!»

Да, не вынешь казны из-под спуда,
Не прискачет герой на коне,
С голубою каемочкой блюда
Не получишь ни въявь, ни во сне. . .

Всех сокровищ несметная груда —
В наших душах, в тебе и во мне. . .

Не скудеет живая посуда,
И запасы таятся на дне!..

. . . Но как хочется все-таки — Чуда!
Колдовского. . . —

огнем по стене! —

Ну, хоть раз,

невзначай,

по весне. . .

И. . . — вот так:

ни за что. . .

ниоткуда. . .

МИР БЕЗ ТЕБЯ

Весь мир без тебя — неполон,
Горит вполнекала свет,
И ветер морей — несолон,
И в небе простора — нет!

Шедевры — неполноценны,
Шарики — некруглы,
Мечтания — обыкновенны,
Дерзания — недерзновенны,
И неугловаты — углы!
Мой мир без тебя — неполон. . .
(Еще хорошо, что есть!..)

Не страшно, что мрак — нечёрен,
Что враг не всегда проворен
(Я этим вполне доволен!),
Беда, что я Сам — не весь!..

У ЧЕРТЫ

Наша Вечность имеет свойство
Исчерпаемой пустоты,
Благолепно миров устройство:
От прощаний до встреч мосты!

Нота Вечности — постоянна:
Поднебесная нота «си»,
Состоянье души — нирвана,
Но продлить его — не проси!

Вечность молча стоит на страже
Недоступной для нас мечты,
Море. Ночь. Мы одни на пляже...
Ах, ступеньки навверх круты!

Ни признания, ни поцелуя.
Перед Вечностью мы чисты...
Так и вижу тебя одну я
У прибрежной ночной черты...

АФРОДИТА

Вся ты в отсветах зазеркальных,
В ускользающем плеске струй,
В ликах трепетных, тонких, тайных,
Как девчоночий поцелуй!

Вся ты в блёстках, лучах, рассветах
На сверкающей глади волн,
Парус ветром и солнцем полн. . .
Жаркий полдень, верхушка лета,
Заколдованный легкий сон!

Вся ты в бликах лучей хрустальных,
В затихающем звоне струн,
В ритмах — зыбких, в полях — астральных,
Здесь бессилён любой колдун!..

. . . Не разгадана, не распета
Не картинкою на стене
Вся ты в волнах тепла и света
Афродитою снишься мне!

ПОЭТОВЫ ИСТИНЫ

Поэт не открывает новых истин,
Тематика поэм его проста:
Добро и Зло,

Любовь и Смерть...

Расчислен

Баланс Начал: бессмертна Красота

И ужас Безобразия — бессмертен...
Казалось бы, — о чем еще тут петь?
Сто первый Гамлет иль сто первый Вертер
Как смогут нас утешить, чем согреть?

Но сотый Гамлет, той же мукой маясь,
Ни с первым, ни с пятнадцатым не схож,
Из века в век, упорно повторяясь,
Встает все тот же —
«Быть — не быть?» — вопрос...

Во всякий век приходят в мир поэты
По-своему и плакать, и любить,
На новый лад библейские сюжеты
Из белых глин забвения лепить!

Являются средь новых поколений,
Чтоб заново, отрекшись от основ,
Сыскать свой звук в мерцанье стертых слов
И в нем излить и буйство вдохновений,

И пылкий жар любовников, и гений
Все повидавших мудрых стариков,
И хладное спокойствие веков,
И страшный посвист мстительных мгновений...

И Слово их, как в Первый День, весомо,
Их чувства первотрепетно остры,
Поэзии живые хромосомы
Наводят над безвременьем мосты!

... Поэт не открывает новых истин,
Кладет стежки на вечную канву
Все тех же грез, все той же трудной мысли
О Человеке... равном Божеству!

НАГРАДА

Я, слава Богу, в классики не вышел,
Не станут стиховеды разбирать,
Чем эта строчка полнится и дышит,
Какой секрет хранит моя тетрадь.

Я над проспектом в бронзе не застыну,
Не станут птицы гадить на меня,
Никто не скажет дочери иль сыну:
Вы — только отблеск дальнего огня!

Я встану в ряд, как строятся солдаты,
Плечом к плечу к ученому-собрату,
Лишь за одно судьбу благодаря,
Что жизни моей праздничные даты
Я брал не из столбцов календаря.

Я их творил из синевы и света,
Не ожидая славы и чудес,
И лучше нет награды для поэта,
Чем строчка, прозвучавшая с небес!

ТРЕТЬЕ НАЧАЛО ТЕРМОДИНАМИКИ

Самое холодное Начало —
Около Великого Нуля
Вымерзает, горестно скуля,
Всё, что колотилось и стучало:
Атомы, молекулы, поля!..
Остаются только нулевые
Квантовые «околодрожания»,
И в нуле трепещут, как живые,
Тонкие основы мироздания!..

АКСИОМАТИКА

Никакою аксиомой
Этот мир не описать,
Вечно функцией искомой
Будет Истина мерцать!

ИНТУИЦИЯ

Неоценима важность интуиции
Для творчества, для жизни, для развития —
Не могут алгоритмы и традиции
Прозреть всю глубину, всё существо события!

Список участников

ФИО	Организация	e-mail
Аввакумова Е. А.	УрГУ	Ekaterina.Avvakumova@usu.ru
Авдошев В. А.	ТГУ	sch@niipmm.tsu.ru
Акимкин В. В.	СПбГУ	akimkin.math@mail.ru
Алексеев И. Ю.	КрАО	ilya@crao.crimea.ua
Алексейчук Р. А.	ВолГУ	investigation@list.ru
Анисимова Г. Б.	ЮФУ	galina@iubip.ru
Базей А. А.	ОАО	ii1966@mail.ru
Балуев Р. В.	СПбГУ	roman@astro.spbu.ru
Баньщикова М. А.	НИИ ПММ ТГУ	mba-tomsk@mail.ru
Березина Е. С.	КГУ	kopuchonok@yandex.ru
Бисенгалиев Р. А.	КалмГУ	rinus5637@mail.ru
Бисярина А. П.	УрГУ	bisyarina_nastya@mail.ru
Боли П. Э.	УрГУ	pbole@gmail.com
Бурданов А. Ю.	УрГУ	artburd@rambler.ru
Бызов И. Л.	УрГУ	byzov17@mail.ru
Быкова Л. Е.	НИИ ПММ ТГУ	le@mail.tomsknet.ru
Васюнин А. И.	УрГУ	vasyunin@mail.ru
Васюнина Т. С.	МРІА	vasyunina@mpia.de
Вибе Д. З.	ИНАСАН	dwiebe@inasan.ru
Вибе Ю. З.	УрГУ	yuliya.wiebe@usu.ru
Волосатов А. А.	СПбГУ, ПМ-ПУ	akte0n@mail.ru
Выводцева О. В.	ЧелГУ	olya_csu@mail.ru
Галушина Т. Ю.	НИИ ПММ ТГУ	tanastra@mail.tomsknet.ru
Гламазда Д. В.	УрГУ	Dmitry.Glamazda@usu.ru
Головкина А. Г.	ТГУ	liseno4ek@kvadro.net
Горда С. Ю.	УрГУ	Stanislav.Gorda@usu.ru
Данилов М. В.	КГУ	mikhdan@mail.ru
Додонов С. Н.	САО	dodo@sao.ru
Дремова Г. Н.	РФЯЦ-ВНИИТФ	G.N.Dryomova@mail.ru
Душин В. В.	СПбГУ	slava333@gmail.com
Ерёмин А. С.	СПбГУ, ПМ-ПУ	ereminh@gmail.com
Есипов В. Ф.	ГАИШ МГУ	esipov@sai.msu.ru
Жёлтышева О. Д.	УрГУ	clava-lunatic@mail.ru
Железнов Н. Б.	ИПА РАН	znb@ipa.nw.ru
Заложных И. С.	УрГУ	ivan.zalozhnih@mail.ru
Замоздра С. Н.	ЧелГУ	sezam@csu.ru
Захаров А. И.	ГАИШ	zakh@sai.msu.ru

ФИО	Организация	e-mail
Захарова П. Е.	УрГУ	Polina.Zakharova@usu.ru
Зинченко И. И.	ИПФ РАН	zin@appl.sci-nnov.ru
Казанцев М. Б.	ЧелГУ	kazant@csu.ru
Кайзер Г. Т.	УрГУ	Galina.Kajzer@usu.ru
Калинина Н. Д.	УрГУ	Nataliya.Kalinina@usu.ru
Кара И. В.	ОАО	lionkiv@mail.ru
Кирсанова М. С.	ИНАСАН	steeperslope@mail.ru
Кожевников В. П.	УрГУ	valerij.kozhevnikov@usu.ru
Кожевникова А. В.	УрГУ	kozhevnikova-a@yandex.ru
Кононов Д. А.	ИНАСАН	dkononov@inasan.ru
Коржавин С. А.	НИИ «ОАО» при ОНУ им. Мечнико- ва	korzhavin_sergey@mail.ru
Костюкова Л. В.	ЮФУ	ya_lubanka@mail.ru
Крушинский В. В.	УрГУ	krussh@gmail.com
Кудрявцев А. О.	МГУ	kudryavtsev@fds-net.ru
Кузнецов Э. Д.	УрГУ	Eduard.Kuznetsov@usu.ru
Левитская Т. И.	УрГУ	Tatuana.Levitskaya@usu.ru
Летнер Э. И.	ТГУ	zipsted@sibmail.com
Локтин А. В.	УрГУ	Alexhander.Loktin@usu.ru
Лямова Г. В.	АО УрГУ	obser@uraltc.ru
Малков О. Ю.	ИНАСАН	malkov@inasan.ru
Мартынова А. И.	СПбГЛТА	vor@astro.spbu.ru
Машонкина Л. И.	ИНАСАН	lima@inasan.ru
Мингалиев М. Г.	САО РАН	marat@sao.ru
Миронов А. В.	ГАИШ	almir@sai.msu.ru
Михаляев Б. Б.	КалмГУ	bbmikh@mail.ru
Млодик Г. Г.	УрГУ	menga2004@mail.ru
Моисеев А. В.	САО РАН	moisav@sao.ru
Мустцовой В. В.	КалмГУ	vvmusts@mail.ru
Муштуков А. А.	СПбГУ	ferum87@list.ru
Мырзакул Ш. Р.	АФИФ	shinaray_81@mail.ru
Насонов Д. С.	ГАИШ МГУ	gvardopo4ta@gmail.com
Немирова А. В.	ЧелГУ	nemirik@list.ru
Немченко Е. А.	ТГУ	katusha77@Sibmail.com
Никифорова Т. П.	УрГУ	tatyana.nikiforova@usu.ru
Ниязгулова С. Ю.	УрГУ	snowball.8787@mail.ru
Орлов С. А.	НИАИ СПбГУ	sergei@so3281.spb.edu
Орлов В. В.	СПбГУ	vor@astro.spbu.ru
Островский А. Б.	УрГУ	Andrei.Ostrovskii@usu.ru

ФИО	Организация	e-mail
Парфёнов С. Ю.	УрГУ	grey1105@yandex.ru
Перминов А. С.	УрГУ	name@usu.ru
Пирогов Л. Е.	ИПФ РАН	pirogov@appl.sci-nnov.ru
Пискунов А. Э.	ИНАСАН	piskunov@inasan.ru
Полушина Т. С.	ГОУ ВПО УрГУ	Tatyana.Polushina@usu.ru
Поляков А. М.	УрГУ	coi@bk.ru
Попов А. А.	УрГУ	apopov66@gmail.com
Попова М. Э.	УрГУ	Maria.Popova@usu.ru
Прохоров М. Е.	ГАИШ	mystery@sai.msu.ru
Пуланова А. Ф.	УрГУ	pulanova_anna@mail.ru
Раздымакина О. Н.	ТГУ	astrodep@niipmm.tsu.ru
Рамазанова Г. Р.	УрГУ	gyzialsneg@gmail.ru
Распопова Н. В.	СПбГУ	natalya_rasp@mail.ru
Ромашин Г. С.	УрГУ	georgij.romashin@usu.ru
Салий С. В.	АО УрГУ	Svetlana.Salii@usu.ru
Свечников М. А.	УрГУ	Mariy.Svechnikov@usu.ru
Сильченко О. К.	ГАИШ МГУ	olga@sai.msu.ru
Сисилиа-Агилар А.	МРІА	sicilia@mpia-hd.mpg.de
Склянов А. С.	КГУ	ssklyanov@yandex.ru
Смирнов А. А.	СПбГУ	l_smirnoff@mail.ru
Смирнова К. И.	УрГУ	name@usu.ru
Соболев А. М.	УрГУ	Andrej.Sobolev@usu.ru
Соболев А. А.	МОУ Гимназия № 37, г. Екатеринбург	fortrest@uralweb.ru
Соловьев А. А.	ГАО РАН	solov@gao.spb.ru
Сотникова Ю. В.	САО РАН	sjv@sao.ru
Старенькая Е. А.	УрГУ	steeperslope@mail.ru
Стил Д. -.	UofC	stil@ras.ucalgary.ca
Стрижова Д. А.	УрГУ	dasha_st@mail.ru
Ступникова М. Г.	УрГУ	goth@usu.ru
Судов Л. Н.	СПбГУ	l_sudov@mail.ru
Токовенко А. А.	ОАО	tonich_83@mail.ru
Томассон М.	OSO	magnus@oso.chalmers.se
Троицкий Н. Р.	ИПФ РАН	troitsky@appl.sci-nnov.ru
Троянский В. В.	ОНУ им. Мечникова	VovanVT@yandex.ru
Фатеева А. М.	ВолГУ	anya_kf_volgu@mail.ru

ФИО	Организация	e-mail
Филинюк Я. Л.	МОУ Гимназия № 12, г. Екатеринбург	banner_edge@mail.ru
Хайбрахманов С. А.	ЧелГУ	khaibrakhmanovsa@gmail.com
Харченко Н. В.	ГАО НАНУ	nkhar@mao.kiev.ua
Хеннинг Т.	МРПА	henning@mpia-hd.mpg.de
Холщевников К. В.	АИ СПбГУ	kvk@astro.spbu.ru
Хонгорова О. В.	КалмГУ	helga-olenka@yandex.ru
Храмцова М. С.	УрГУ	mshramcova@gmail.com
Черный О. Г.	СПбГУ	pluton08@mail.ru
Чухарева К. В.	УрГУ	kapadastr@inbox.ru
Шайдулин В. Ш.	СПбГУ	shvak@yandex.ru
Шакирова В. А.	МОУ Гимназия № 35	Tatyana.Polushina@usu.ru
Шацова Р. Б.	ЮФУ	galina@iubip.ru
Шелемей О. В.	УрГУ	oksana.shelemei@mail.ru
Шомпекова С. А.	АФИФ	shmshekva-saule@mail.ru
Шукстова З. Н.	УрГУ	Zinaida.Shukstova@usu.ru
Шустов Б. М.	ИНАСАН	bshustov@inasan.ru
Эркенов А. К.	САО РАН	artur@sao.ru
Юшкин М. В.	САО	maks@sao.ru
Яковлева Д. А.	УрГУ	dashkevichzk@rambler.ru
Якопов М. В.	САО	mike@sao.ru
Gaylard M. J.	HartRAO	mike@bootes.hartrao.ac.za
Xu Y.	РМО	xuye@mpia-hd.mpg.de

Содержание

Программа конференции	5
Обзорные лекции	21
Авдюшев В. А. Актуальные проблемы в определении спутниковых орбит	21
Быкова Л. Е., Галушина Т. Ю. Астероид 99942 Apophis: орбитальная эволюция, вероятность столкновения с Землей и возможность его предотвращения	36
Вибе Д. З. Диффузные облака	50
Замоздра С. Н. МГД модели коллапса турбулентных прото-звездных облаков	60
Зинченко И. И. Вариации свойств областей звездообразования в галактиках	75
Малков О. Ю. Международный год астрономии-2009	87
Малков О. Ю. Международная виртуальная обсерватория	90
Л. И. Машонкина От лития до урана: химический состав звезд как ключ к пониманию их физики	98
Миронов А. В., Захаров А. И., Прохоров М. Е. Проблемы современной астрфотометрии	105
Орлов В. В. Проблема N тел в звездной динамике	118
Прохоров М. Е., Захаров А. И., Миронов А. В. Российский космический фотометрический эксперимент «Лири-Б»	141
Сильченко О. К. Близкие галактики: свойства и происхождение	164
Соболев А. М., Кирсанова М. С., Крушинский В. В., Моисеев А. В., Юшкин М. В., Поляков А. М., Томассон М., Сисилиа-Агилар А., Хеннинг Т. Рождение звездных скоплений в газо-звездном комплексе S231—S235	179
Соловьев А. А. Бессиловые магнитные конфигурации	181
Хачай Ю. В. Исследование термической эволюции Земли. Полезные уроки	184
Холшевников К. В. Представление гравитационного потенциала рядом Лапласа: область применимости	195
Шустов Б. М. Астероидно-кометная опасность: вчера, сегодня, завтра	206
Тезисы студенческих докладов	226
Акимкин В. В. Кинематическая калибровка шкалы расстояний до планетарных туманностей	226
Березина Е. С. Фотометрические исследования карликовой новы V1504 Cyg: вспышки	227

Боли П. Э. Вариации электронной температуры и плотности в планетарной туманности NGC 7027 по наблюдениям на космическом телескопе «Хаббл»	228
Выводцева О. В. Сжатие магнитных вращающихся молекулярных облаков	229
Данилов М. В. Определение фундаментальных параметров и не-ЛТР содержаний выборки звезд по спектрам высокого разрешения	230
Душин В. В. Нестационарная ионизация и заселение уровней водородоподобных ионов в горячей плазме	231
Костюкова Л. В. Применение модели плазмы в исследовании разрушения пылевых частиц	232
Летнер Э. И. Численное моделирование динамики всей совокупности объектов геостационарной зоны	233
Муштуков А. А. Комптоновское рассеяние излучения на релятивистских электронах в сильном магнитном поле	234
Насонов Д. С. Повышение точности доплеровских измерений на спектрографах 6-м телескопа БТА	235
Немирова А. В. Взаимодействие ядер молекулярных облаков с межзвездными ударными волнами	236
Немченко Е. А. Построение и идентификация профилей излучения пульсаров в модели Голда	237
Поляков А. М., Соболев А. А., Стил Д. Нейтральный атомарный водород в окрестностях зоны ионизованного водорода S235	238
Раздымакина О. Н. Астероиды, сближающиеся с Землей и Юпитером	239
Склянов А. С. Фотометрические исследования асинхронного поляра V1432 Aql в июле 2007 г.	240
Смирнов А. А. Определение расстояний до звезд каталога NOMAD	241
Стрижова Д. А., Вибе Д. З. Формирование населения белых карликов галактического гало	242
Судов Л. Н. Ряд Эйлера для близпараболического кеплерова движения и его обращение	243
Фатеева А. М. Программа для расчета параметров магнитного поля Земли по данным с микроспутника	244
Хайбрахманов С. А. МГД модель Шакуры—Сюняева	245
Шелемей О. В., Островский А. Б., Gaylard M. J., Соболев А. М., Ху Y. Поиск мазеров метанола на частоте 12.2 ГГц на радиотелескопе обсерватории HartRAO	246
Эркенов А. К. Спектры и переменность внегалактических радиоисточников вблизи Северного Полюса Мира	247

Аввакумова Е. А. Тесная массивная двойная система раннего спектрального класса V701 Скорпиона	248
Алексейчук Р. А. Структура течения в галактической ударной волне: влияние эффектов неадиабатичности	249
Анисимова Г. Б., Шацова Р. Б. Кинематика регулярных структур	250
Балуев Р. В. Дрожания лучевых скоростей звезд в программах поиска внесолнечных планет	251
Баньщикова М. А. Исследование областей возможных движений для далеких спутников Юпитера	252
Бисенгалиев Р. А., Мусцевой В. В. О возможности генерации солнечных спикул волноводно-резонансной «ветровой» неустойчивостью медленных магнитозвуковых волн	253
Васюнин А. И. Моделирование химии на поверхности пылевых частиц: нужен ли учет стохастических эффектов?	254
Васюнина Т. С. Исследование структуры Темных Инфракрасных Облаков	255
Головкина А. Г. Особенности динамической эволюции космического мусора, образовавшегося в геостационарной зоне в результате взрыва космического аппарата	256
Дремова Г. Н., Свечников М. А. Расчет временных шкал приливной эволюции ТДС	257
Железнов Н. Б. Исследование вероятности столкновения астероида с Землей методом Монте-Карло	258
Кожевникова А. В., Алексеев И. Ю. Классические и короткопериодические системы типа RS CVn: сравнение параметров запятанности	259
Крушинский В. В., Соболев А. М., Додонов С. Н., Моисеев А. В. Спектральная классификация звезд погруженных скоплений по наблюдениям в диапазоне 6 000 – 7 000 Å	260
Локтин А. В., Попова М. Э. История звездообразования в диске Галактики	261
Мартынова А. И. Некоторые частные случаи общей задачи трех тел	262
Мырзакул Ш. Р. Распределение возмущений плотности барионной материи во Вселенной с нестационарным уравнением состояния	263
Орлов С. А. Исследование зоны распространения семейства частиц при взрыве спутника, не являющегося планетостационарным	264
Пирогов Л. Е. Структура ядер в областях образования массивных звезд	265

Рамазанова Г. Р., Бисярина А. П., Крушинский В. В. Наблюдения екатеринбургских школьников на телескопах Фолкеса	266
Распопова Н. В. Орбиты звезд в моделях галактик	267
Салий С. В., Соболев А. М. Оценка физических условий в молекулярных облаках с развитыми зонами HII по квази- тепловым линиям метанола	268
Троицкий Н. Р., Зинченко И. И., Пирогов Л. Е., Yang Ji, Johansson L. E. В. Обзор холодных IRAS источников	269
Хонгорова О. В., Михалев Б. Б. Радиальные колебания скинированного Z-пинча с экранированным и неэкраниро- ванным током	270
Шайдулин В. Ш. Исследование некоторых свойств ряда Ла- пласа для гравитационного потенциала Земли	271
Доклады учащихся средних школ	272
Соболев А. А. Проявления конвекции при наблюдениях Солнца	272
Шакирова В. А., Полушина Т. С. Влияние Солнца и Луны на сердечно-сосудистую систему человека	273
Стендовые доклады	274
Балуев Р. В. Оценка статистической значимости пиков перио- дограммы	274
Бызов И. Л. Исследование рассеянных звездных скоплений на телескопах АЗТ и SBG Коуровской астрономической обсер- ватории	275
Волосатов А. А., Ерёмин А. С. Исследование движения в модели Галактики, учитывающей ее спиральную структуру	276
Гламазда Д. В., Кайзер Г. Т., Кузнецов Э. Д., Вибе Ю. З. Результаты ПЗС-наблюдений избранных пассивных ГСС на телескопе СБГ Коуровской астрономической обсерватории	277
Горда С. Ю. Спектрофотометрия SZ Cam на 1 и 6-м телескопах САО РАН	278
Захарова П. Е., Гламазда Д. В., Горда С. Ю., Кайзер Г. Т., Кузнецов Э. Д. Результаты ПЗС-наблюдений геосинхрон- ных спутников на телескопах СБГ и АЗТ-3 Коуровской ас- tronomической обсерватории в 2007 г.	279
Захарова П. Е., Кузнецов Э. Д. Программный комплекс FitsAZT/FitsSBG для обработки результатов ПЗС-наблюдений ИСЗ на телескопах АЗТ-3 и СБГ АО УрГУ	280
Калинина Н. Д. Отождествление спектральных линий в обла- стях образования массивных звезд	281

Кожевников В. П. Особенности орбитальной кривой блеска взрывной переменной HS 0229+8016	282
Крушинский В. В., Попов А. А., Поляков А. М., Залож- ных И. С. Робот-телескоп астрономической обсерватории УрГУ	283
Кузнецов Э. Д., Кудрявцев А. О. О возможности приме- нения показателя MEGNO для исследования стохастических свойств движения геосинхронных спутников	284
Лямова Г. В. Вращение в солнечных пятнах, определенное по различным трассерам	285
Млодик Г. Г., Юшкин М. В., Соболев А. М., Горда С. Ю., Крушинский В. В. Определение лучевых скоростей цен- тральных звезд зон III в комплексе звездообразования S231— 235	286
Никифорова Т. П. Яркие узлы в петельных структурах актив- ных протуберанцев	287
Ромашин Г. С. Классификация геостационарных и геосинхрон- ных ИСЗ	288
Соболев А. М., Моисеев А. В., Крушинский В. В., Юш- кин М. В., Сисилиа-Агилар А., Васюнина Т. С. На- блюдения области звездообразования S235A-B в линии во- дорода H α на 6-метровом телескопе CAO РАН	289
Сотникова Ю. В. Исследование GPS-источников (Gigahertz- Peaked Spectrum) и кандидатов на РАТАН-600	290
Старенькая Е. А., Кирсанова М. С., Соболев А. М., Островский А. Б. Определение параметров возбуждения нижних вращательных переходов молекулы аммиака в меж- звездных молекулярных облаках	291
Храмцова М. С. Многоцветная поверхностная фотометрия че- тырех галактик	292
Шомшекова С. А. Строение активных ядер галактик	293
Из истории науки	294
Левитская Т. И. Тайна Тунгусского пришельца (к 100-летию Тунгусской катастрофы)	295
Шукстова З. Н. Некоторые фрагменты моих воспоминаний (к 90-летию со дня рождения Клавдии Александровны Бархатовой)	301
Литературные страницы	305
Зинин В. Б.	306
Соловьев А. А.	307
Список участников	315

Научное издание

Физика Космоса

Труды 37-й Международной
студенческой научной конференции
Екатеринбург, Россия,
28 января — 1 февраля 2008 г.

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

План выпуска 2008 г., поз. 6.
Подписано в печать 16.01.08. Формат $60 \times 84 \frac{1}{16}$.
Бумага офсетная. Гарнитура Times.
Уч.-изд. л. 18,4. Усл. печ. л. 18,8.
Тираж 150 экз. Заказ .

Издательство Уральского университета
620083, Екатеринбург, пр. Ленина, 51.
Отпечатано в ИПЦ «Издательство УрГУ»
620083, Екатеринбург, ул. Тургенева, 4.