

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

Ф И З И К А К О С М О С А

**Труды 33-й Международной
студенческой научной конференции
2–6 февраля 2004 г.**

Екатеринбург
Издательство Уральского университета
2004

УДК 524.4
Ф 503

Печатается по решению
организационного
комитета конференции

Физика Космоса: Тр. 33-й Международ. студ. науч.
Ф 503 конф., Екатеринбург, 2–6 февр. 2004 г. — Екатеринбург:
Изд-во Урал. ун-та, 2004. — 334 с.

ISBN 5–7996–0186–6

Редколлегия

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

УДК 524.4

ISBN 5–7996–0186–6

© Уральский государственный
университет, 2004

ФИЗИКА КОСМОСА
33-я МЕЖДУНАРОДНАЯ СТУДЕНЧЕСКАЯ
НАУЧНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ

Организаторы

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

УРАЛЬСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
Кафедра астрономии и геодезии
Астрономическая обсерватория

2–6 февраля 2004 г.

Коуровка, Россия

Научный организационный комитет

К. В. Холшевников (председатель, Санкт-Петербургский государственный университет), П. Е. Захарова, Э. Д. Кузнецов (Уральский государственный университет), М. Г. Мингалиев (САО РАН), А. В. Миронов (ГАИШ МГУ), В. В. Мусцовой (Волгоградский государственный университет), В. В. Орлов (Санкт-Петербургский государственный университет), М. Е. Прохоров (ГАИШ МГУ), Л. В. Рыжлова (Институт астрономии РАН), А. М. Соболев, Е. И. Старицин (Уральский государственный университет), Б. М. Шустов (Институт астрономии РАН)

Жюри конкурса студенческих научных работ

К. В. Холшевников (председатель, Санкт-Петербургский государственный университет), И. И. Зинченко (ИПФ РАН), А. В. Миرون (ГАИШ МГУ), А. Б. Островский (Уральский государственный университет), Л. В. Рыхлова (Институт астрономии РАН), П. А. Тараканов (Санкт-Петербургский государственный университет).

Финансовая поддержка

Российский фонд фундаментальных исследований

Комитет по делам молодежи администрации Октябрьского района
г. Екатеринбурга

Программа конференции

Место проведения — Астрономическая обсерватория Уральского государственного университета.

2 февраля, понедельник, ауд. 15

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

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

15.30–16.15 Б. М. Шустов (д-р физ.-мат. наук, ИНАСАН)
Большие оптические телескопы будущего.

16.15–17.00 А. В. Миронов (канд. физ.-мат. наук, ГАИШ)
Будущие космические эксперименты и перспективы развития звездной астрономии.

17.00–17.15 П Е Р Е Р Ы В.

17.15–17.30 А. И. Васюнин (магистрант, 1 курс, УрГУ)
О влиянии неточностей скоростей химических реакций на результаты астрохимического моделирования.

17.30–17.45 Н. В. Тимошкина (5 курс, КГУ)
Спектроскопическое и фотометрическое исследование кандидатов в тесные двойные системы.

17.45–18.00 А. Ю. Сытов (5 курс, ЧелГУ)
Численное моделирование астрофизических течений на адаптивных иерархических сетках.

18.00–18.45 В. С. Уральская (канд. физ.-мат. наук, ГАИШ)
Современные знания о строении и составе Солнечной системы.

3 февраля, вторник, ауд. 15

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

10.00–10.45 Н. Е. Пискунов (проф., Uppsala Observatory)
Modern astronomical spectroscopy.

10.45–11.30 В. В. Мусцевой (д-р физ.-мат. наук, ВолГУ)
Аккреционно-струйные системы: история, результаты,
перспективы.

11.30–11.45 П Е Р Е Р Ы В.

11.45–12.00 М. С. Кирсанова (магистрант, 1 курс, УрГУ)
Особенности химической эволюции дозвездных ядер для раз-
личных динамических моделей.

12.00–12.15 А. В. Кочеров (5 курс, ЧелГУ)
Влияние волнового давления на гидростатическое равновесие
сферического облака.

12.15–12.30 Е. А. Расторгуева (6 курс, МГУ)
Связь между поляризационными свойствами блазаров в радио-
и оптическом диапазоне.

12.30–12.45 А. В. Моисеев (5 курс, СПбГУ)
О возможных причинах высокой металличности квазаров.

12.45–13.00 Д. Л. Титов (3 курс, УрГУ)
Фотографическая фотометрия спектров солнечных протуберан-
цев.

13.00–13.15 Н. М. Кузьмин (5 курс, ВолГУ)
Расширяющиеся оболочки в молодых звездных системах: чис-
ленное моделирование.

13.30–14.15 О Б Е Д.

3 февраля, вторник, ауд. 15

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

- 14.30–15.15 В. Е. Панчук (д-р физ.-мат. наук, САО РАН)
Аппаратура телескопов умеренных диаметров.
- 15.15–16.00 И. И. Зинченко (д-р физ.-мат. наук, ИПФ РАН)
Излучение межзвездной пыли.
- 16.00–16.15 А. Н. Шейкина (4 курс, ВолГУ)
Особенности вертикальной структуры аккреционных дисков.
- 16.15–16.30 И. А. Панков (4 курс, УрГУ)
Вариант построения 3-D тепловой модели земной коры Среднего Предуралья.
- 16.30–16.45 О. А. Меркулова (4 курс, СПбГУ)
Исследование кандидата в галактики с полярными кольцами методом 1D-спектроскопии.
- 16.45–17.00 П Е Р Е Р Ы В.
- 17.00–17.15 А. Р. Амбарцумян (6 курс, МГУ)
Выбор оптимальных фотометрических полос для определения межзвездного поглощения
- 17.15–17.30 М. В. Касьянова (5 курс, РГУ)
Моделирование химической эволюции шарового скопления.
- 17.30–17.45 Е. С. Березина (1 курс, КГУ)
Изучение переменной BI Volul.
- 17.45–18.00 Р. А. Алексейчук (5 курс, ВолГУ)
Взаимодействие турбулентного потока многофазного межзвездного газа со спиральным рукавом галактики.
- 18.00–18.45 А. А. Соловьев (д-р физ.-мат. наук, ГАО РАН)
Новая теория солнечного магнитного цикла.

4 февраля, среда, ауд. 15

Председатель М. Г. Мингалиев, д-р физ.-мат. наук

10.00–10.45 Д. З. Вибе (канд. физ.-мат. наук, ИНАСАН)

Поляриметрия пыли.

10.45–11.30 К. В. Холшевников (д-р физ.-мат. наук, АИ СПбГУ)

Простейшая форма представления градиента гравитационного потенциала небесных тел.

11.30–11.45 П Е Р Е Р Ы В.

11.45–12.00 Е. А. Аввакумова (магистрант, 1 курс, УрГУ)

Создание каталога затменных переменных систем.

12.00–12.15 Н. Р. Троицкий (6 курс, ННГУ)

Определение неточности наведения антенны.

12.15–12.30 Н. Ю. Подорванюк (5 курс, МГУ), В. Ю. Авдеев (2 курс, МГУ)

Кинематика нейтрального и ионизованного газа и изучение остатка вспышки сверхновой в неправильной карликовой галактике IC1613.

12.30–12.45 Н. В. Пешеходько (5 курс, ВолГУ)

Создание компьютерного пакета программ по моделированию распределения объемной плотности в основных компонентах галактик.

12.45–13.00 Т. С. Чачина (магистрант 1 курс, УрГУ)

Исследование эволюции орбит Юпитера и Сатурна на космогонических интервалах времени.

13.00–13.15 И. С. Бессмертный (4 курс, СПбГУ)

Расстояние между орбитами астероидов.

13.30–14.15 О Б Е Д.

4 февраля, среда, ауд. 15

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

14.30–15.15 М. Г. Мингалиев (д-р физ.-мат. наук, САО РАН)
Исследования космического микроволнового фонового излучения: современное состояние и перспективы.

15.15–16.00 А. М. Соболев (канд. физ.-мат. наук, УрГУ)
Явление космических мазеров.

16.00–16.15 Ф. Н. Николаев (6 курс, МГУ)
Отождествление частично пересекающихся списков звезд.

16.15–16.30 Д. А. Кононов (4 курс, УрГУ)
Отождествление геосинхронных спутников по элементам их орбит.

16.30–16.45 Н. М. Михальчук (6 курс, ГАО НАНУ)
Проявления нелинейных эффектов в атмосферах планет-гигантов.

16.45–17.00 П Е Р Е Р Ы В.

17.00–17.15 А. С. Шагинян (3 курс, РГУ)
Моделирование покраснения излучения квазара на межгалактической пыли.

17.15–17.30 А. С. Осина (1 курс, КГУ)
Определение точек узлов и наклона орбиты Луны к эклиптике.

17.30–17.45 Р. В. Балуев (3 курс, СПбГУ)
Расстояние между невозмущенными орбитами произвольного типа.

17.45–18.00 А. В. Севостьянов (4 курс, ВолГУ)
Модельный расчет светимости в инфракрасном диапазоне туманности Mz 3.

18.00–18.45 М. Е. Прохоров (д-р физ.-мат. наук, ГАИШ)
Может ли наша Вселенная быть конечной со сложной топологией?

5 февраля, четверг, ауд. 15

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

14.30–15.15 Т. А. Рябчикова (канд. физ.-мат. наук, ИНАСАН)

Пульсирующие магнитные пекулярные звезды.

15.15–16.00 С. Моисеенко (канд. физ.-мат. наук, ИКИ)

Магниторотационные сверхновые. Численное моделирование взрывов сверхновых II типа.

16.00–16.45 П. А. Тараканов (канд. физ.-мат. наук, АИ СПбГУ)

Крупномасштабная структура распределения вещества во Вселенной.

16.45–17.00 П Е Р Е Р Ы В.

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

Резюме стендовой секции.

17.15–18.00 А. Г. Жилкин (канд. физ.-мат. наук, ЧелГУ)

Волны разрежения в коллапсирующих протозвездных облаках.

18.00–18.45 И. Г. Коваленко (д-р физ.-мат. наук, ВолГУ)

Гидродинамика многофазной межзвездной среды.

18.45–19.00 ЗАКРЫТИЕ КОНФЕРЕНЦИИ.

Семинар по астрофизике
4 февраля, среда, ауд. 4, 10⁰⁰—13¹⁵

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

10.00–10.45 В. В. Орлов (канд. физ.-мат. наук, АИ СПбГУ)

Динамика звездных скоплений.

10.45–11.00 Ю. В. Толстых (аспирант, НИИФ СПбГУ)

Релятивистское пересоединение сильных магнитных полей.

11.00–11.15 Н. Н. Шахворостова (аспирант, АКЦ ФИАН)

Линии поглощения водорода в спектре реликтового излучения.

11.15–11.30 М. В. Костина (аспирант, АИ СПбГУ)

Моделирование эволюции спектра масс и химического состава межгалактических облаков.

11.30–11.45 П Е Р Е Р Ы В.

11.45–12.30 М. А. Воронков (канд. физ.-мат. наук, ATNF)

Радиоизображения высокого качества и интерферометры будущего.

12.30–12.45 А. В. Рубинов (аспирант, СПбГУ)

Влияние приливного взаимодействия компонентов на динамическую эволюцию неиерархических кратных звезд.

12.45–13.00 Н. В. Распопова (аспирант, СПбГУ)

Оценивание параметров модели балджа Галактики.

Семинар по физике звезд
4 февраля, среда, ауд. 4, 14³⁰—18⁴⁵

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

- 14.30–15.15 В. В. Шиманский (канд. физ.-мат. наук, КГУ)
Применение эффектов отражения при анализе излучения тесных двойных систем.
- 15.15–15.30 А. И. Захаров (научный сотрудник, ГАИШ)
Новый метод обнаружения переменных звезд.
- 15.30–15.45 О. Ю. Барсунова (аспирант, СПбГУ)
Необычная затменная система КН 15D: дополнительные фотометрические данные.
- 15.45–16.00 П. В. Кайгородов (аспирант, ИНАСАН)
Трехмерное моделирование структуры течения вещества в полуразделенных двойных системах.
- 16.00–16.45 И. Ю. Алексеев (канд. физ.-мат. наук, КрАО)
Активность солнечного типа поздних звезд.
- 16.45–17.00 П Е Р Е Р Ы В.
- 17.00–17.15 А. В. Кожевникова (аспирант, УрГУ)
Особенности пятенной активности затменной переменной CG Cyg.
- 17.15–17.30 А. В. Сидорова (аспирант, ВолГУ)
Low angular momentum accretion of turbulized gas on to a black hole.
- 17.30–17.45 Я. Н. Павлюченков (аспирант, ИНАСАН)
Моделирование протопланетного диска у звезды АВ Возничего.
- 17.45–18.00 М. А. Ерохин (аспирант, ЧелГУ)
Магнитная газодинамика гравитационного сжатия протозвездных облаков.
- 18.00–18.15 Г. Н. Дремова (канд. физ.-мат. наук, РФЯЦ-ВНИИТФ)
Голубые странники как продукт слияния маломассивных разделенных ТДС.

Семинар «Космическое пространство и Солнечная система»
5 февраля, четверг, ауд. 4, 14³⁰—18⁴⁵

Председатель Л. В. Рыхлова, д-р физ.-мат. наук

- 14.30–15.15 О. П. Быков (канд. физ.-мат. наук, ГАО РАН)
Космический мусор: проблемы и пути их решения.
- 15.15–16.00 Г. Ю. Харламов (д-р физ.-мат. наук, ИНАСАН)
Проблемы спутниковой телевизионной фотометрии.
- 16.00–16.45 В. Ф. Есипов (канд. физ.-мат. наук, ГАИШ)
Теперь об этом можно рассказать (начало космических исследований в ГАИШ).
- 16.45–17.00 П Е Р Е Р Ы В.
- 17.00–17.45 Н. Б. Железнов (канд. физ.-мат. наук, ИПА РАН)
Астероидно-кометная опасность: современное состояние проблемы.
- 17.45–18.00 М. А. Баньщикова (аспирант, ТГУ)
Численная теория движения близких спутников Юпитера.
- 18.00–18.15 С. А. Орлов (научный работник, АИ СПбГУ)
Уравнения огибающей поверхности семейства траекторий изотропно выброшенных частиц с учетом движения узлов и перигелиев.
- 18.15–18.30 О. С. Угольников (канд. физ.-мат. наук, ИКИ РАН)
Широкоугольная поляриметрия ночного неба. Измерения свечения атмосферы и зодиакального света.

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

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

1. **И. Ю. Алексеев** (канд. физ.-мат. наук, КрАО), **А. В. Коженикова** (аспирант, УрГУ)
Запятненность четырех систем типа RS CVln.
2. **А. М. Ахмадинурова** (5 курс, УрГУ), **Т. С. Зобачева** (магистрант, 1 курс, УрГУ), **А. М. Толмачев** (ПРАО ФИАН),
А. М. Поляков (2 курс, УрГУ), **Н. В. Панкратова** (2 курс, УрГУ), **А. М. Соболев** (канд. физ.-мат. наук, АО УрГУ)
Мониторинг мазерных источников H₂O.
3. **И. И. Бондаренко** (канд. физ.-мат. наук, УрГПУ), **Е. Л. Первозкина** (канд. физ.-мат. наук, УрГПУ)
Астрономия на уроках физики.
4. **Д. З. Вибе** (канд. физ.-мат. наук, ИНАСАН) **В. А. Тихонов** (МГУ)
Белые карлики, МАСНО и химическая эволюция Галактики.
5. **А. А. Давыденко** (аспирант, СПбГУ)
Звездные орбиты в задаче Бока.
6. **М. А. Еремин** (ВолГУ)
Столкновение облаков в межзвездной среде.
7. **Т. П. Герасименко** (канд. физ.-мат. наук, АО УрГУ)
Распределение рассеянных звездных скоплений в окрестностях Солнца.
8. **С. Ю. Горда**, (канд. физ.-мат. наук, АО УрГУ) **П. Е. Захарова** (канд. физ.-мат. наук, АО УрГУ), **Э. Д. Кузнецов** (канд. физ.-мат. наук, УрГУ), **Л. К. Малышева** (АО УрГУ)
Электрофотометрические наблюдения геосинхронных спутников.

9. **Н. Ю. Жилкина** (аспирант, ЧелГУ), **А. Г. Жилкин** (канд. физ.-мат. наук, ЧелГУ), **А. Е. Дудоров** (д-р физ.-мат. наук, ЧелГУ)
МГД волна разрежения в медленно вращающихся коллапсирующих протозвездных облаках.
10. **Т. С. Зобачева** (магистрант, 1 курс, УрГУ), **А. М. Соболев** (канд. физ.-мат. наук, АО УрГУ), **А. М. Толмачев** (ПРАО ФИАН), **К. Хенкель** (MPIfR), **М. А. Воронков** (канд. физ.-мат. наук, ATNF)
Высокоскоростные компоненты в спектрах водяных мазеров в источнике W3(H_2O).
11. **Н. Д. Калинина** (АО УрГУ), **А. М. Соболев** (канд. физ.-мат. наук, АО УрГУ), **С. В. Салий** (АО УрГУ), **П. Харьюнпяя** (Ун-т Хельсинки)
Каталог спектральных линий в молекулярном ядре NGC 6334I(N).
12. **А. А. Кильпио** (ИНАСАН)
Фурье-анализ кривых блеска затменных CVols.
13. **Е. А. Киричек** (КалмГУ)
Теоретическая модель активных долгот на Солнце.
14. **В. В. Королев** (ВолГУ), **И. Г. Коваленко** (д-р физ.-мат. наук, ВолГУ)
Глобальные регулярности в структуре спиральных узоров галактик: проявление гидродинамической неустойчивости.
15. **В. П. Кожевников** (АО УрГУ)
Обнаружение квазикогерентных колебаний блеска с периодом 4.7 часа в карликовой новой AT Спс.
16. **Д. А. Курзаев** (6 курс, МГУ), **Н. И. Шатский** (МГУ)
Спектроскопические орбиты двойных В-звезд HD 199081 и HD 176318.

17. **Г. В. Лямова** (АО УрГУ)
О быстрых поворотах солнечных пятен.
18. **Б. Ф. Магуськин** (д-р техн. наук, УрГУ)
Второй вариант итерационного способа получения оценок уточненного МНК.
19. **А. Б. Островский** (УрГУ), **М. А. Воронков** (канд. физ.-мат. наук, АТНФ), **А. М. Соболев** (канд. физ.-мат. наук, АО УрГУ), **С. П. Эллингсен** (Ун-т Тасмании)
Излучение ОМС-1 в линиях метанола $5_1 - 6_0A^+$ и $5_2 - 5_1E$.
20. **В. Е. Панчук** (д-р физ.-мат. наук, САО РАН), **А. Н. Алиев** (аспирант, СГУ), **В. Г. Клочкова** (д-р физ.-мат. наук, САО РАН), **М. В. Юшкин** (канд. физ.-мат. наук, САО РАН)
Методы определения лучевых скоростей звезд.
21. **В. Е. Панчук** (д-р физ.-мат. наук, САО РАН), **Э. В. Емельянов** (аспирант, СГУ), **М. В. Юшкин** (канд. физ.-мат. наук, САО РАН), **М. В. Якопов** (аспирант, ТРТУ)
Проект эшелле спектрографа фокуса Кассегрена.
22. **М. Е. Прохоров** (д-р физ.-мат. наук, ГАИШ МГУ)
Может ли наша Вселенная быть конечной со сложной топологией?
23. **Г. С. Ромашин** (канд. физ.-мат. наук, АО УрГУ)
Использование внефокального изображения Солнца для определения ориентации спутниковой антенны.
24. **С. В. Салий** (АО УрГУ), **А. М. Соболев** (канд. физ.-мат. наук, АО УрГУ), **П. Харьюнпя** (Ун-т Хельсинки)
Оценка параметров сгустков газа в G345.01+1.79 по линиям метанола.

Обзорные лекции

И. Ю. Алексеев

Крымская астрофизическая обсерватория

АКТИВНОСТЬ СОЛНЕЧНОГО ТИПА ПОЗДНИХ ЗВЕЗД

Активность солнечного типа на звездах разных масс и возрастов — одна из актуальных проблем современной астрофизики, которую часто выделяют в самостоятельное направление звездно-солнечной физики. Основной результат этого направления состоит в утверждении, что в основе всего разнообразия наблюдаемых нестационарных явлений на Солнце и других звездах с конвективным переносом энергии (вспыхивающие звезды типа *UVol Cet*, двойные системы типа *RS CVoln*, быстро вращающиеся гиганты типа *FK Com*, некоторые *T Tau* звезды) лежит звездный магнетизм, обязанный своим происхождением нетвердотельному вращению звезд [1].

Проявления солнечной активности на звездах весьма разнообразны: это и холодные пятна на звездной поверхности типа темных солнечных пятен, и активные верхние атмосферы звезд — их хромосферы и короны, и мощные спорадические вспышки, регистрируемые во всех диапазонах электромагнитного излучения — от дециметровых радиоволн до жесткого рентгена. Конечная задача исследований таких звезд состоит в построении общей модели магнитной активности, включающей все разнообразие наблюдаемых явлений, и в выяснении зависимости этих явлений от глобальных характеристик и эволюционного статуса звезд.

Пятна

Темные пятна на Солнце — первое проявление активности, обнаруженное невооруженным глазом еще жрецами Древнего Вавилона. Наличие темных холодных пятен, покрывающих значительную часть фотосферы, показывают и многие холодные звезды с развитой конвективной оболочкой. Поверхностные температурные неоднородности звезд активно исследуются с помощью спектральных (Доплеровское картирование, наблюдения полос окиси титана) и фотометрических методов.

Фотометрические методы исследования запятненности нала-
гают существенно меньшие ограничения на наблюдательную аппара-
туру и выбор программных звезд, чем Допплеровское картирование,
и позволяют проводить более массовые исследования, прежде всего
для вспыхивающих звезд малой светимости. Однако они по сути не
могут дать однозначной картины распределения пятен на диске звез-
ды и требуют введения некоторых априорных предположений. Еди-
нообразный анализ фотометрических наблюдений нескольких десят-
ков запятненных звезд, проведенный нашей группой, позволяет сде-
лать следующие выводы [2].

1. Площадь запятненных областей может достигать до 50 % по-
верхности звезды. У звезд-карликов она показывает тенденцию
роста к более быстровращающимся звездам с достижением на-
сыщения при $V_{ol_{rot}} \sim 10-20$ км/с и $Ro \sim 0.2-0.3$, то есть те же
зависимости от спектрального класса и вращения, что и другие
индикаторы активности.
2. Запятненные области холоднее окружающей фотосферы на
1000–2000 К у горячих карликов и звезд типа *RS CVoln* и до
300 К у холодных *M*-карликов. Доминирующий вклад в фото-
метрический эффект пятна обычно вносит его тень.
3. На звездах-карликах пятна расположены на средних (горячие
звезды) и низких (холодные звезды) широтах. Во все найден-
ные зависимости вписывается и Солнце.
4. Для ряда звезд можно построить грубый аналог диаграммы
бабочек: наблюдается понижение средней широты пятен с ро-
стом их площади. Найденные скорости дрейфа пятен по широ-
те сравнимы с солнечной, но в 2–3 раза меньше. Эпохи макси-
мума широты пятен совпадают с эпохами переключения актив-
ных долгот (т. н. *flip-flop* эффект). Полная площадь пятен, их
средняя широта и моменты переключения активных долгот об-
наруживают цикличность с характерным временем в несколько
лет.
5. Таким образом, мы получаем хороший аналог солнечного пят-
нообразования — зарождение пятен в начале цикла на некото-
рой активной долготе, развитие пятен и их дрейф к экватору в
течение цикла, зарождение новой группы пятен в начале сле-
дующего цикла уже на другой активной долготе.

Допплеровское картирование, требуя высокого отношения сиг-
нал/шум и больших скоростей вращения, применяется в основном к

анализу звезд типа *RS CVoln*. Оно показывает для этих звезд присутствие гигантских околополярных пятен, что обычно объясняется тесной двойственностью таких систем и их быстрым вращением. Однако околополярные пятна получаются и для одиночных звезд-карликов (*EK Dra*, *LQ Hy*, *YY Gem*), и для звезд типа *T Tau*.

Методы Допплеровского картирования до сих пор остаются своего рода искусством, сильно зависящим от выбора спектральных линий, точности определения скорости вращения звезды, отягощенным неучитываемым вкладом хромосферной активности. Для тех звезд, где проводились оба метода исследования запятненности, мы видим хорошее их согласие для площадей и температур пятен, в то время как в широтном распределении пятен такое согласие заметно хуже. Стоит заметить, что Допплеровские карты не всегда могут удовлетворительно представить наблюдаемое одновременно фотометрическое поведение звезды.

По длительным рядам фотометрических наблюдений и Допплеровских карт для ряда звезд проводились сопоставления найденных широт пятен с периодами осевого вращения звезды в соответствующие эпохи. Таким образом, для этих звезд были получены оценки дифференциального вращения. Обычно на звездах-карликах наблюдается дифференциальное вращение солнечного типа, при котором экватор вращается быстрее полюсов. Коэффициент дифференциального вращения большинства звезд-карликов оказался меньше солнечного, показывая тенденцию уменьшаться к более поздним спектральным классам. Для некоторых звезд типа *RS CVoln* было получено отрицательное значение коэффициента дифференциального вращения, при котором околополюсная зона вращалась быстрее экваториальной.

Сравнение получаемых широтных распределений пятен с расчетами всплытия магнитных трубок показывают, что для звезд-карликов предсказываемые Допплеровским картированием полярные пятна не находят подтверждения, а картина, получаемая по фотометрии, много ближе к теоретической. Для систем типа *RS CVoln* расчеты всплытия трубок не проводились. Высокоширотные пятна, даваемые Допплеровским картированием для *T Tau* звезд, подтверждаются данными расчетами.

Циклы активности

11-летняя цикличность солнечной запятненности была открыта в середине XIX века немецким любителем Генрихом Швабе. Сейчас известно, что цикл Швабе регулирует и другие параметры солнечной активности: размеры активных областей хромосферы, частоту и мощность вспышек, структуру и излучение короны, характеристики солнечного ветра, проявление солнечно-земных связей. Кроме 11-летнего цикла известен также вековой (80–90 лет) цикл Глайсберга и цикл Маундера (Маундеровские минимумы, наступающие каждые 2–3 столетия).

При анализе долговременной фотометрии активных звезд и их Допплеровских карт были обнаружены циклы в средней широте, полной площади звездных пятен, переключении активных долгот и эффекте дифференциального вращения. Характерная длительность таких циклов обычно составляет несколько лет (от 3 до 20), то есть близка к длительности цикла Швабе.

Циклы, аналогичные 11-летним, обнаруживаются у ряда вспыхивающих звезд (*EVol Lac*, *UVol Cet*, *AD Leo*) по средней энергии вспышек и наклону их энергетического спектра.

Наиболее надежные и многочисленные (более сотни программных звезд) определения цикличности активности звезд получены по измерениям потока в линиях CaII (НК проект Вильсона). Найденные периоды заключены в диапазоне от 3 до 25 лет, хотя хорошо определенные достоверные периоды превышают 7 лет.

Анализ старых фотопластинок позволил обнаружить для ряда активных звезд (*PZ Mon*, *CC Eri*, *Vol833 Tau*, *BY Dra*) длительные циклические изменения с большой амплитудой ($0.^m3$ – $1.^m0$) и характерным временем 50–80 лет, вероятно, аналогичные циклу Глайсберга.

Длительность циклов активности не показывает явных зависимостей от показателя цвета, глубины конвективной зоны, периода вращения или числа Россби. Существует, однако, общая зависимость $lg(P_{cyc}/P_{rot})$ от $lg(1/P_{rot})$, в которую хорошо укладываются циклы, определенные всеми методами, и даже циклические вариации орбитальных периодов у алголей и *RS CVoln* звезд. Из всего множества циклов мы можем выделить три последовательности: цикл Глайсберга, цикл Швабе и наблюдаемый у ряда звезд т. н. короткий (3–5 лет) цикл, не имеющий солнечных аналогов [3].

Все программные звезды можно разделить на три группы.

1. Молодые звезды с быстрым вращением, высоким средним уровнем хромосферной активности, отсутствием Маундеровских минимумов и преимущественно непериодической переменностью кальциевых линий. В активности звезд большую роль играют пятна.
2. Звезды промежуточного возраста в 1–2 млрд лет со средним уровнем активности и вращения и время от времени происходящими циклами.
3. Старые звезды типа Солнца с более медленным вращением, меньшим уровнем хромосферной активности, плавными циклами и периодически происходящими Маундеровскими минимумами. Доминирующую роль в активности таких звезд играют флоккулы. К ним примыкают еще более старые и малоактивные звезды типа β *Hui*, также вероятно показывающие цикличность хромосферной активности или дающие постоянное значение потоков хромосферы.

Хромосферы

Звездные хромосферы были открыты в самом начале спектральных исследований звезд средних и поздних спектральных классов по сильной эмиссии резонансного дублета CaII НК и водородной эмиссии H α . Линии кальция — одна из наиболее изученных деталей в спектре Солнца. Начиная с 1966 г. в обсерватории Маунт Вилсон проводится систематическое измерение интенсивностей эмиссионных ядер этих линий для сотни холодных звезд. Исследования этих линий показали следующие результаты.

У ряда звезд обнаружена вращательная модуляция интенсивности линий. Для некоторых звезд с вращательной модуляцией найдены активные долготы и признаки дифференциального вращения, прежде всего — изменения периода от сезона к сезону. У 12 звезд этот эффект был интерпретирован как дрейф активных областей в течение цикла к экватору (как и на Солнце), у 6 звезд был заподозрен дрейф к полюсу, а у 4 звезд — смена направления дрейфа в течение цикла.

Найден рост потоков в линиях кальция в зависимости от скорости вращения, общий для звезд разных спектральных типов, одиночных звезд и компонент двойных систем. Для каждого спектрального

класса существует некоторый базовый уровень хромосферы, присущий всей поверхности звезды и обусловленный немагнитным нагревом (например, в центре солнечных супергранул вдали от факельных областей). Наблюдаемая помимо него магнитная компонента, относящаяся к активным областям и хромосферной сетке, обнаружила тесную зависимость от числа Россби [4].

Аналогичный рост избытка излучения с уменьшением периода вращения звезды и числа Россби показывают и другие индикаторы активности — линия H_α , резонансный дублет $MgII$ 2800 Å (формируется в хромосфере при десятках тысяч К), дублет CIV 1548/51 Å (формируется при температуре в сотни тысяч К в переходной зоне) и излучение в крайнем ультрафиолете 60–1000 Å, где доминируют запрещенные линии многократно ионизованного железа Fe X - XXVI, OIV и He II 304 Å, возбуждаемые электронным ударом. Рост излучения хромосферы с уменьшением числа Россби показывает при некотором критическом значении эффект насыщения. Критическое значение числа Россби зависит от уровня формирования эмиссии (уменьшается от хромосферы к короне).

Радиативные потери звездных хромосфер показывают четкую зависимость от поглощаемого звездными пятнами дефицита потока.

Хромосферы активных звезд показывают существенные неоднородности. Активные области в хромосфере занимают десятки процентов звездной поверхности (для разных линий фактор заполнения разный) и показывают неоднородное распределение по долготе. Вращательную модуляцию показывают линии кальция, водорода, линии переходной зоны. В большинстве случаев максимум излучения в линиях приходится на наиболее запятненную часть звезды, что говорит о пространственной связи активных областей с холодными пятнами. Таким образом, мы можем говорить о присутствии на звездах в некоторые эпохи центров активности, аналогичных солнечным.

Короны

Информацию о звездных коронах мы получаем, прежде всего исследуя их тепловое излучение в мягком рентгене. Рентгеновские обзоры неба показали, что корональное излучение в мягком рентгене присутствует на карликах со спектральными классами более поздними, чем $F0$, то есть на звездах с внешней конвективной зоной. Начало излучения короны довольно резкое, а затем отношения светимостей L_X/L_{bol} слабо зависят от температуры. В среднем рентгенов-

ские светимости корон активных звезд составляют 10^{27} – 10^{28} эрг/с, на неэмиссионных звездах короны систематически холоднее и слабее, чем на активных.

Для различных выборок звезд был обнаружен рост рентгеновской светимости корон со скоростью вращения звезды и уменьшением числа Россби. Найденная корреляция выполняется для вспыхивающих звезд, систем *RS CVoln* и *T Tau* звезд всех спектральных классов и перекрывает 3 порядка величины по числу Россби и 4 порядка по рентгеновской светимости. При достижении критической скорости вращения 35 км/с наступает режим насыщения, при котором независимо от вращения $L_X/L_{bol} = 10^{-3.23}$. Рост рентгеновского потока у более активных звезд происходит не за счет фактора заполнения, а за счет увеличения характерной плотности светящегося вещества [5].

Как и в случае хромосферной эмиссии, можно говорить о существовании базового уровня рентгеновского излучения короны, обусловленного, как у спокойного Солнца в минимуме, эмиссией ярких рентгеновских точек. Рентгеновское излучение короны показывает хорошую корреляцию со светимостью хромосферы в линиях CaII НК, H α , HeII 1640 Å, CIV 1550 Å, средним вспышечным излучением звезды, задерживаемой звездными пятнами энергией и магнитным потоком. Найденные корреляции рентгеновского излучения короны с другими индикаторами активности говорят о том, что вся звездная атмосфера нагревается одним источником нерадиативной энергии.

Корона представляет собой оптически тонкую горячую плазму низкой плотности. В ее излучении доминируют линии высокоионизованных атомов, возбуждаемые электронным ударом, а вклад непрерывных свободно-свободного, рекомбинационного и двухфотонного излучения невелик. При температурах больше 10^7 К начинает преобладать свободно-свободное излучение водорода и гелия. Корона звезды состоит из двух компонент — низкотемпературной (единицы МК) и высокотемпературной (десятки МК). Жесткий компонент отвечает за основную часть наблюдаемых вариаций в рентгене, требует больших размеров петель (порядка звездного радиуса) и малого (0.1) фактора заполнения и формируется в компактных вспышечных образованиях, а мягкий компонент формируется в активных областях в петлях малого (10^8 см) размера, покрывающих большую часть поверхности. Оценки электронных плотностей в основании короны показывают систематический рост к более холодным звездам от сол-

нечных значений $3 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$ (в спокойных областях) до 10^{11} см^{-3} , что соответствует самым плотным корональным конденсациям на Солнце.

У половины активных звезд обнаружено радиоизлучение звездных корон в сантиметровом диапазоне. Для системы *UX Ari* (типа *RS CVoln*), *PMS* звезды *AB Dor*, запятненных карликов *YY Gem* и *AU Mic*, «молодого Солнца» *EK Dra* была обнаружена вращательная модуляция радиоизлучения с ростом фона радиоизлучения на наиболее запятненных долготах. Основным механизмом радиоизлучения спокойной звезды по-видимому является гиросинхротронная эмиссия нетепловых электронов в магнитных полях над активными областями.

Вспышки

Скоротечные вспышки — наиболее доступное для наблюдений проявление звездной активности, присущее как собственно вспыхивающим звездам-карликам, так и звездам типа *RS CVoln* и *T Tau* звездам. В ходе вспышки оптическая светимость звезды возрастает в десятки раз. Характерная длительность звездных вспышек составляет около нескольких минут, самые скоротечные из зарегистрированных вспышек имеют продолжительность 0.3 с, самые длительные оптические и рентгеновские вспышки могут длиться несколько часов, а в крайнем ультрафиолете — до полутора суток. Полная энергия самых сильных белых вспышек на Солнце не превышает 10^{33} эрг, в то время как у звезд она может достигать до 10^{36} эрг (то и другое с учетом ожидаемой кинетической энергии частиц).

Излучение вспышек происходит практически во всех диапазонах электромагнитного излучения [6]. В коротковолновой области оптического спектра возникает непрерывная эмиссия, заливающая абсорбционные детали и резко возрастает интенсивность эмиссионных линий хромосферы и переходной области. В быстрых оптических всплесках преобладает непрерывное излучение, а в медленных вспышках существенный вклад дают линии. Светимости вспышек в оптике составляют до 10^{32} эрг/с, а полная максимальная энергия вспышки в оптике достигает до 10^{34} эрг, в то время как на Солнце это значение составляет всего 10^{27} эрг. Показатели цвета собственного излучения вспышки в максимуме блеска близки к чернотельным с характерной температурой 10–25 тыс. К, в то время как на фазе затухания начинает доминировать эмиссия водородной плазмы.

В рентгене мы видим во время вспышки тепловое свечение оптически тонкого газа, который появляется в результате первичного выделения энергии во вспышке. В наиболее мощных вспышках горячий газ заполняет магнитные петли размером до радиуса звезды, а общая энергия его рентгеновского излучения достигает 10^{34} эрг. Температура излучающего газа доходит до нескольких десятков млн К, а электронная плотность — до 10^{10} – 10^{12} см $^{-3}$. Вспышечная область занимает несколько процентов звездной поверхности.

Возникающее в звездных коронах радиоизлучение вспышек имеет нетепловую природу. В радиодиапазоне выделяется пренебрежимо малая доля энергии вспышек, но она говорит о независимом компоненте в короне — об ускоренных частицах. Вспышки в метровом диапазоне показали высокую яркостную температуру, большие спектральные индексы и высокую поляризацию излучения, характерные для направленного когерентного излучения. В сочетании с систематическим запаздыванием относительно оптики эти вспышки были сопоставлены с солнечными всплесками II и IV типов. В сантиметровом диапазоне радиособытия показали большое разнообразие временных, яркостных и поляриметрических характеристик, широкополосности и степени корреляции с оптикой. В качестве возможных механизмов излучения обсуждаются плазменные колебания и неустойчивости электронно-циклотронного лазера. Вспышки в дециметровом диапазоне до сих пор не были однозначно сопоставлены с оптическими событиями. Для них также рассматриваются лазерный и плазменный механизмы.

Энергия вспышек в ультрафиолете сравнима с оптическим излучением, а в крайнем ультрафиолете превышает оптическую в несколько раз. Ультрафиолетовая вспышка длится дольше, чем в оптике, во время вспышек появляется ультрафиолетовый континуум вплоть до 1200 Å (рекомбинация на SiII) и усиление различных линий (Ly_α , CIV 1550 Å, NV, HeII, CII, CI, SiIV, CIII, AlIII, MgII 2800 Å, FeII 2600 Å) в несколько раз. Степень усиления линий во вспышках возрастает с температурой их формирования, в эту зависимость попадает и Солнце. Общая энергия вспышек в линиях переходной зоны 10^{31} – 10^{33} эрг сопоставима с энергией вспышек в рентгене. Характерные плотности в переходной зоне около 10^{10} см $^{-3}$, объем излучающего газа примерно такой же, как в рентгене. Характерные размеры вспышечных петель оцениваются как 10^{10} см.

До сих пор не существует цельной теории звездных вспышек. Понятно только, что по аналогии со вспышками на солнце источником их энергии является энергия магнитного поля, и начальная фаза вспышки состоит в формировании пучков частиц высокой энергии. В начальной фазе вспышки обычно используется модель с перезамыканием силовых линий и образованием токового слоя. Механизм ускорения частиц по-прежнему неясен. Пучки ускоренных частиц устремляются из короны вниз вдоль магнитных линий. При спуске они излучают микроволновую эмиссию и тормозной жесткий рентген (на звездах пока не найден). На уровне верхней хромосферы образуется слой высокотемпературной (10–20 МК) плазмы, от которого вверх и вниз распространяются два гидродинамических возмущения. Идущее вниз в хромосфере возмущение состоит из ударной волны и скачка температуры. Из-за сильного высвечивания за фронтом волны формируется уплотнение с перепадом плотности на два порядка. Скорость уплотнения плавно уменьшается со временем, уплотнение постепенно достигает заметной оптической толщины в континууме, что обеспечивает непрерывное излучение вспышки. Идущее вверх возмущение, наоборот, ускоряется и нагревает вещество хромосферы до 30 МК. При этом происходит испарение вещества хромосферы, которое заполняет магнитные петли и светит в мягком рентгене. Испарение хромосферы со скоростью в несколько сотен км/с приводит к опусканию переходной зоны и сжатию газа в основании петли, где и происходит окончательное высвечивание.

Магнитные поля

Все явления звездной активности вызываются присутствием на звездах локальных магнитных полей солнечного типа. Методы их обнаружения и измерения построены на эффекте Зеемана — расщеплении спектральных линий в магнитном поле на мультиплеты с разной поляризацией компонентов. Магнитометрические наблюдения холодных звезд оказались одними из самых тонких экспериментальных исследований в части получения надежных данных и их корректного анализа. Классический метод основан на рассмотрении уширения линий в неполяризованных спектрах. При наблюдении нескольких линий с различными факторами Ланде получают оценки значений напряженности магнитного поля и его фактора за-

полнения. Уже первые результаты показали наличие на активных звездах полей большой напряженности (несколько кГс), занимающих значительную часть поверхности звезды.

Совершенствование методики наблюдений и анализа результатов позволило ввести в рассмотрение трехкомпонентную модель, состоящую из спокойной фотосферы, факелов (линии в оптической области) и пятен (линии в ИК-области), причем поле факелов в 2 раза слабее поля пятен. Напряженности локальных полей желтых и оранжевых звезд определяются равенством давлений поля и окружающей фотосферы. Они систематически растут от многих сотен Гс у G звезд до нескольких кГс у M звезд, не коррелируя со скоростью вращения звезды. Фактор заполнения магнитного поля также показывает рост к более холодным звездам, общий магнитный поток возрастает с ростом скорости вращения звезды, достигая насыщения при некоторой критической величине [7].

Более простой косвенный метод обнаружения локальных полей, основанный на Зеемановской поляризации линий поглощения, использует наблюдения широкополосной линейной поляризации. Для ряда активных запятненных звезд были обнаружены слабая собственная поляризация излучения, доходящая до 0.3 % в полосе U и достоверная вращательная модуляция параметров Стокса, связанные с присутствием на звезде локальных магнитных полей солнечного типа, локализованных в тех же активных долготах, что и наиболее запятненные области. Наблюдаемая степень линейной поляризации P_s показала рост к более холодным и более активным звездам, отражая аналогичные зависимости для магнитного поля [8].

Заключение

Все характеристики звездной активности показывают рост с усилением вращения и уменьшением числа Россби, с достижением насыщения при некоторой критической скорости, зависящей от высоты формирующего этот индикатор атмосферного слоя. Найденные корреляции выполняются не только для звезд-карликов, но и для гигантов типа $RS CVoln$, $T Tau$, PMS звезд со слабыми линиями и звезд типа $FK Com$. Эффект насыщения скорее связан не только с заполнением всей поверхности активными областями, но и с происходящей при этом перестройкой механизма динамо и включением

некоторой обратной связи с конвекцией и дифференциальным вращением, которая ограничивает рост потока нерадиативной энергии и препятствует дальнейшему нагреву атмосферы.

С другой стороны, на звездах отмечается наличие центров активности, объединяющих на одних и тех же активных долготах максимумы запятненности, выходы локальных магнитных полей, активные области в хромосфере, корональные конденсации и области наибольшего вспышечного энерговыделения.

Эти факты, свидетельствующие, что на Солнце и звездах активные области в хромосфере, переходной зоне и короне расположены над магнитными областями, и между соответствующими радиативными потоками и магнитными потоками активных областей существуют достаточно четкие нелинейные корреляции, приводит к заключению о магнитном механизме нагрева звездных атмосфер. Конкретная форма этого механизма до сих пор не ясна. В настоящее время в качестве источника обеспечения базового уровня излучения хромосферы, переходной зоны и короны, рассматривается нагрев за счет акустических волн.

Магнитная компонента радиативных потерь звездных атмосфер обеспечивается нагревом за счет медленных МГД волн (хромосферы) и Альвеновских волн (короны). В нагрев короны большой вклад вносит неволновой механизм, связанный с пересоединением магнитных линий.

Дополнительный нагрев атмосферы звезды осуществляется вспышками и микровспышками. Из отмеченных корреляций дефицита болометрического потока, создаваемого пятнами и радиативных потерь атмосферы видно, что для активных звезд, в отличие от Солнца, излучение внешних атмосфер не может скомпенсировать поглощаемую пятнами энергию [9]. Вероятно, она уходит на глобальную перестройку верхних атмосфер, аналогичную локальной перестройке атмосфер во время вспышек.

Список литературы

1. Гершберг Р. Е. Активность солнечного типа звезд главной последовательности. Одесса: Астропринт, 2002.
2. Алексеев И. Ю. Запятненные звезды малых масс. Одесса: Астропринт, 2001.
3. Oláh K., Kolláth Z., Strassmeier K. G. Multiperiodic light variations of active stars // Astron. Astrophys. 2000. Vol. 356. P. 643.

4. *Noyes R. W., Hartmann L. W., Baliunas S. L., Duncan D. K., Vaughan A. H.* Rotation, convection, and magnetic activity in lower main-sequence stars // *Astrophys. J.* 1984. Vol. 279. P. 769.
5. *Ayres T. R.* *Astrophys. J.* 1999. Vol. 525. P. 240.
6. *Alekseev I. Yu., Gershberg R. E.* The activity of the red dwarf star *EVol Lac* from *UBV₀RI* observations in Crimea in 1986-1995 // *The Earth and the Universe.* /Eds. K. Asteriadis, A. Bantelas, M. E. Contadakis et al. Aristotle University of Thessaloniki. 1997. P. 43.
7. *Saar S. H.* // Magnetodynamic phenomena in the solar atmosphere — prototype of stellar magnetic activity. /Eds. Y. Uchida, T. Kosugi, H. S. Hudson Kluwer. 1996. P. 367.
8. *Алексеев И. Ю.* Обнаружение широкополосной линейной поляризации излучения активных звезд // *Физика космоса: Тр. 32-й международ. студ. конф., 3–7 февр. 2003 г. Екатеринбург, 2003.* С.Е242.
9. *Алексеев И. Ю., Гершберг Р. Е., Кацова М. М., Лившиц М. А.* О дефиците излучения звездных пятен // *Астрон. журн.* 2001. Т. 78. С. 558.

О. П. Быков

Пулковская астрономическая обсерватория РАН

КОСМИЧЕСКИЙ МУСОР: ПРОБЛЕМЫ И ПУТИ ИХ РЕШЕНИЯ

В обзоре рассматриваются основные проблемы современных позиционных наблюдений искусственных спутников Земли и их фрагментов, а также малых тел Солнечной системы в околоземном космическом пространстве. Дан анализ зарубежных наблюдательных систем и их возможностей по сравнению с некогда мощной российской сетью станций оптического слежения. Сформулированы принципы возрождения этой сети с помощью ПЗС-приемников излучения на базе небольших телескопов, имеющихся в российских университетах, в том числе педагогических, с учетом известных разработок пулковских астрономов в области оперативного определения орбит, идентификации наблюдаемых объектов и эфемеридного обеспечения наблюдений.

ПОЛЯРИМЕТРИЯ ПЫЛИ

Поляризация, пыль и магнитное поле

Около 55 лет назад выяснилось, что свет далеких звезд немного — на несколько процентов — поляризован, причем в среднем чем дальше звезда, тем сильнее поляризовано ее излучение. Это явление в 1949 г. независимо друг от друга наблюдали Хилтнер [1], Холл [2] и Домбровский [3]. Практически сразу же выяснилось, что величина поляризации коррелирует не столько с расстоянием до звезды, сколько с ее покраснением. Поэтому логично было предположить, что поляризация обусловлена тем же фактором, что и покраснение, то есть взаимодействием излучения с межзвездной пылью. Позже выяснилось, что и собственное тепловое излучение пыли также немного поляризовано.

Поляризация проходящего и собственного (но не рассеянного!) излучения предполагает некоторую анизотропию (неодинаковость физических свойств по различным направлениям). Поэтому сейчас считается, что пылевые частицы, вызывающие эту поляризацию, во-первых, лишены сферической симметрии, например вытянуты, во-вторых, особым образом ориентированы. Чаще всего предполагается, что ориентация пылинок обуславливается магнитным полем, поэтому изначально наблюдения поляризации света звезд считались важным источником информации о структуре крупномасштабного магнитного поля Галактики.

Конечно, на самом деле пылинки не выстраиваются «по струнке», а, напротив, ориентированы в значительной степени хаотично. Но благодаря наличию магнитного поля этот хаос не является абсолютным: у пылинок появляется направление ориентации, несколько более вероятное, чем другие. Согласно большинству гипотез о выравнивании короткая ось вытянутых пылинок оказывается в среднем параллельной силовым линиям магнитного поля [4]. Ансамбль таких пылинок предпочтительно пропускает фотоны, у которых направление колебаний электрического поля параллельно короткой оси

пылинок (для таких фотонов сечение поглощения оказывается меньше). Соответственно поток излучения от звезды приобретает небольшую поляризацию в направлении, параллельном внешнему магнитному полю, точнее, проекции вектора напряженности магнитного поля на картинную плоскость (рис. 1). Поляризацию характеризуют позиционным углом α и степенью поляризации:

$$p = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}},$$

где I_{\max} и I_{\min} — максимальная и минимальная интенсивности, измеряемые при пропускании света звезды через вращающийся поляризатор. Для проходящего (поглощаемого) света

$$p_{\text{abs}} = \frac{e^{-\tau_{\parallel}} - e^{-\tau_{\perp}}}{e^{-\tau_{\parallel}} + e^{-\tau_{\perp}}},$$

где τ_{\parallel} и τ_{\perp} — поглощение в направлении выравнивания пылинок и перпендикулярно к нему.

С физической точки зрения важным параметром является также дисперсия σ_{α} позиционных углов векторов поляризации звезд, расположенных недалеко друг от друга в проекции на небесную сферу и, следовательно, «трассирующих» одну и ту же область межзвездной среды (МЗС). В 1953 г. Чандрасекар и Ферми [6] предложили простую формулу, позволяющую по величине σ_{α} оценить напряженность магнитного поля в этой области МЗС.

Механизмы выравнивания пылинок

Первый механизм ориентирования межзвездных пылинок был предложен в 1951 г. Дэвисом и Гринстайном [7]. Он основан на явлении парамагнитной диссипации во вращающейся пылинке. Дэвис и Гринстайн предполагали, что вращение пылинок вызывается столкновениями с тепловыми частицами газа. Если пылинка обладает парамагнитными свойствами, при вращении во внешнем поле она постоянно перемагничивается, что приводит к диссипации вращательной энергии и к торможению вращения вокруг осей, непараллельных полю. Чтобы у пылинки появилось предпочтительное направление ориентации, время этой диссипации должно быть существенно короче времени, в течение которого направление вращения пылинки меняется в результате хаотических столкновений с частицами газа.

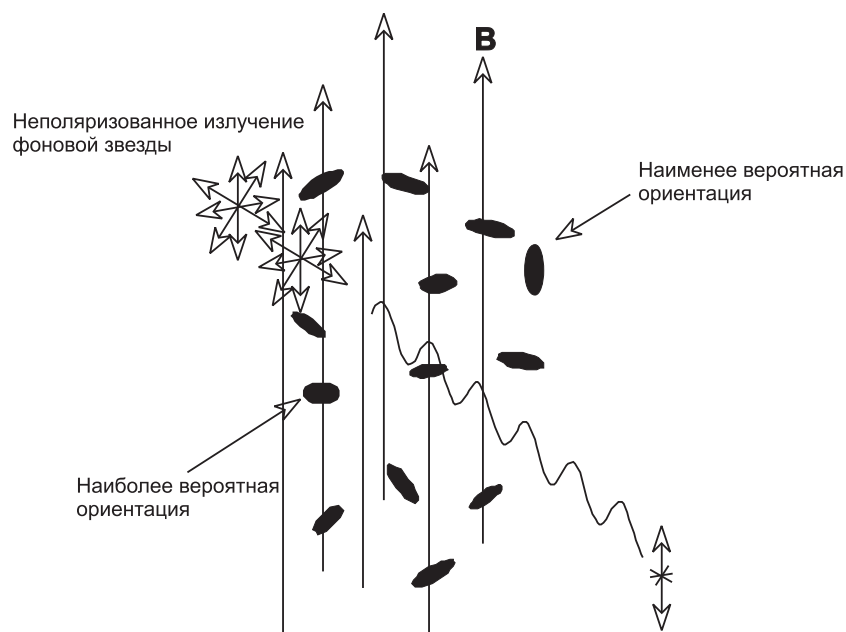


Рис. 1. Пылинки в межзвездной среде ориентированы почти хаотически, но их частичное выравнивание магнитным полем приводит к тому, что проходящий через среду свет фоновой звезды приобретает небольшую поляризацию, плоскость которой параллельна проекции магнитного поля на картинную плоскость (схема из [5])

Как показало детальное рассмотрение механизма Дэвиса — Гринстайна, на практике последнее условие практически не реализуется.

Для решения этой проблемы высказывались предположения о наличии в пылинках «сверхпарамагнитных» или ферромагнитных включений, а также «сверхтепловых» механизмов раскручивания пылинок. Первое предположение позволяет существенно сократить время выравнивания осей вращения пылинок, второе — избавиться от влияния дезориентирующих столкновений с тепловыми частицами газа.

«Сверхтепловое» вращение пылинок может вызываться выделением энергии при образовании на их поверхностях молекулярного водорода (механизм Парселла [8]), направленными потоками вещества (Голд [9]) и анизотропным полем излучения [10]. Последний ме-

ханизм был впервые предложен А. З. Долгиновым и сейчас считается одним из наиболее перспективных [4]. Его действие сказывается на пылинках неправильной формы, по-разному рассеивающих право- и левополяризованные фотоны и приобретающих в результате угловой момент.

Важно отметить, что, независимо от механизма раскрутки, в условиях, характерных для МЗС, ось вращения пылинки быстро прецессирует вокруг направления магнитного поля, поэтому усредненная по времени ориентация пылинок определяется именно направлением магнитного поля, а не анизотропией ориентирующего фактора.

Поляризация проходящего света звезд

Еще первооткрыватели поляризации звездного света отметили, что поляризация в среднем увеличивается с ростом поглощения. Если построить диаграмму $p_V - A_V$ для звезд, наблюдавшихся Хилтнером, Холлом и их последователями, то окажется, что на ней практически нет точек, располагающихся над линией:

$$p_V(\%) \approx 3A_V.$$

Логично предположить, что эта линия соответствует направлениям, в которых условия для поляризации максимально благоприятны. Величина степени поляризации p_{\max} для ансамбля идеально выровненных пылинок максимальна при условии, что луч зрения перпендикулярен силовым линиям магнитного поля. Значение p_{\max} определяется только формой частиц и их оптическими свойствами. В реально наблюдаемую величину p вносят вклад еще три фактора. Во-первых, это неидеальное выравнивание пылевых частиц относительно магнитного поля. Второй фактор — наличие нерегулярного компонента магнитного поля, из-за которого в каждой точке направление магнитного поля несколько отличается от среднего направления. Третий фактор — угол между лучом зрения и направлением магнитного поля: при наблюдении вдоль силовых линий поляризация отсутствует. Совокупное действие этих трех факторов приводит к тому, что степень поляризации излучения звезд в пределах 2 кпс от Солнца не превышает 10 %. Как показали Джонс, Клебе и Дики [11], среднее

положение точек на упомянутой диаграмме соответствует ситуации, когда в МЗС, по которой распространяется свет, помимо регулярного имеется также хаотическое магнитное поле, причем плотности энергий хаотического и регулярного магнитного поля примерно равны.

Из наблюдений видно, что угол наклона плоскости поляризации к плоскости Галактики для большинства звезд близок к нулю. Это говорит о том, что силовые линии магнитного поля, как правило, параллельны Галактическому диску. Разброс углов увеличивается лишь для лучей зрения, проходящих вдоль спиральных рукавов. В общем и целом крупномасштабные пространственные свойства поляризации света звезд складываются в согласованную картину магнитного поля Млечного Пути и не противоречат данным о структуре этого поля, полученным, например, по наблюдениям пульсаров. Это позволяло надеяться, что ориентированные пылевые частицы станут важным источником информации о магнитных полях и на меньших пространственных масштабах.

В реальности пыль оказалась далеко не такой информативной. Сейчас магнитное поле считается важнейшим фактором, определяющим эволюцию плотных межзвездных облаков. Логично предположить, что направления векторов поляризации света звезд, расположенных за плотными молекулярными облаками, будут каким-то образом коррелировать со структурой этих облаков. На практике это предположение не реализуется. Свет фоновых звезд бывает поляризован как параллельно оси вытянутых облаков, так и перпендикулярно или под углом к ней. В некоторых вытянутых облаках выбранное направление поляризации оптического света фоновых звезд вообще отсутствует [12].

Конечно, наблюдения в оптическом диапазоне ограничены направлениями с небольшой экстинкцией, поскольку если поглощение слишком велико, звезда просто перестает быть видна. Наблюдения в полосе К (2.2 мкм) позволяют исследовать звезды, находящиеся за существенно более плотной средой, — $A_V \sim 20$. Результат этих наблюдений оказался неутешительным — для звезд за плотными облаками рост поляризации с поглощением не наблюдается. Точнее, поляризация растет с A_V , но лишь до определенного предела, $A_V \approx 1.5$, и далее остается на постоянном уровне. На рис. 2 показаны значения p для звезд, расположенных за комплексом L1400, по данным [13].

Термин «вектор» в отношении поляризации применим лишь условно поскольку ее направление определяется с точностью до 180° .

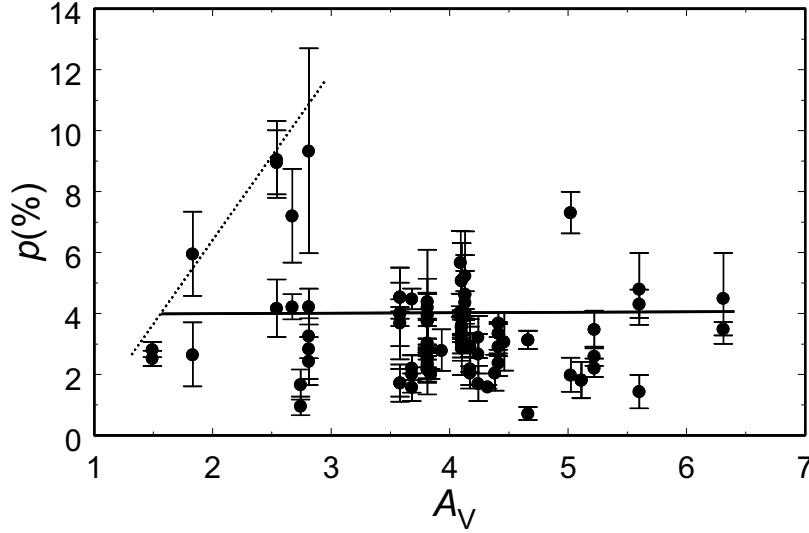


Рис. 2. Относительная поляризация излучения звезд как функция оптической экстинкции для направлений, проходящих через межоблачное пространство (пунктирная линия), и для направлений, проходящих сквозь плотные части облака (сплошная линия)

Авторы этой работы предположили, что рост поляризации с поглощением в инфракрасном диапазоне происходит лишь при условии, что луч зрения проходит через межоблачное пространство. Примерные положения этих точек на рис. 2 отмечены пунктирной линией. Пыль же в плотных облаках свет звезд почему-то не поляризует.

К подобному заключению пришли также Гудман и др. [14, 15]: пыль в плотных облаках с точки зрения поляризации оказалась «плохой». Почему? Для ответа на этот вопрос высказано несколько предположений. Во-первых, в плотных облаках пылевые частицы могут становиться более сферически-симметричными за счет нарастания ледяных мантий. Во-вторых, в плотном газе могут терять эффективность механизмы выравнивания пылинок [16]. Для механизма Парселла это может, например, быть связано с истощением атомарного водорода и прекращением реакций образования H_2 , для механизма выравнивания анизотропным полем излучения — с большой опти-

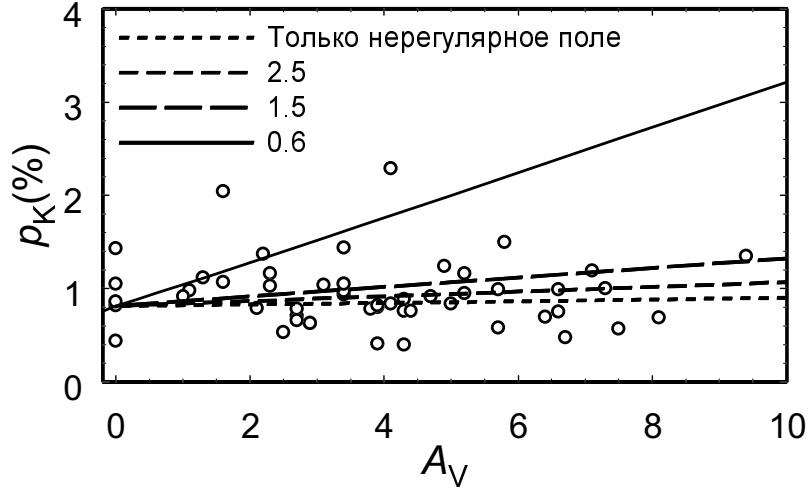


Рис. 3. Зависимость степени поляризации от экстинкции в плотном облаке для нескольких значений относительной напряженности магнитного поля. Точки соответствуют наблюдаемым значениям поляризации света фоновых звезд в облаке L1755 по данным [14]

ческой толщиной. В-третьих, в плотных облаках могут изменяться свойства магнитного поля: оно может становиться более неправильным, чем в межоблачном пространстве.

Последняя возможность иллюстрируется на рис. 3. На нем показано, как меняется степень поляризации света звезды при прохождении через плотное облако [17]. Числа, которыми подписаны линии, обозначают отношение напряженности регулярного магнитного поля к среднеквадратической величине нерегулярного магнитного поля. Очевидно, что поляризация остается неизменной после прохождения через плотное облако при условии, что в облаке нерегулярная составляющая магнитного поля превышает регулярную составляющую (в отличие от межоблачного пространства, где они примерно равны). Важным условием такого поведения является тот факт, что свет звезды перед проникновением в облако уже поляризован пылью в межоблачном пространстве.

Поляризация собственного излучения пыли

Означает ли сказанное выше, что пыль нельзя применять в качестве индикатора свойств магнитного поля в областях звездообразования? По-видимому, нет — собственное тепловое излучение пыли также поляризовано! А ведь оно тоже исходит из плотных молекулярных облаков. Первоначально разрешение этого противоречия виделось в том, что свет звезд поглощает одна пыль, а источником теплового излучения является другая. Поэтому они вовсе не обязаны обладать одинаковыми поляризующими свойствами. Дело в том, что облака, в которых наблюдается поляризация проходящего света, все еще недостаточно плотны для начала звездообразования. В них нет источников энергии, и потому пыль в них очень холодна (~ 10 K). Первые же наблюдения теплового поляризованного излучения ориентировались на довольно «горячую» пыль с температурой порядка 50 K [18]. В областях звездообразования могут снова начать действовать механизмы выравнивания, «угасшие» в плотных молекулярных облаках: омолаживается химический состав (в частности, растет содержание атомарного водорода), появляются собственные источники излучения.

Однако с течением времени стало ясно, что тепловое излучение пыли поляризовано не только в областях звездообразования, но и в темных холодных облаках. Примером могут служить дозвездные ядра L1544, L183 и L43, исследованные Вард-Томпсоном и др. [19]. Во всех этих объектах до появления звезд еще очень далеко, тем не менее излучение пыли в них не просто поляризовано — степень его поляризации составляет около 10 %, что близко к максимуму, наблюдавшемуся в межзвездных облаках. Сильно поляризовано и излучение пыли в плотных ядрах глобулы B1, исследованных Мэттьюз и Уилсон [20] (рис. 4). Интересно, что единственный источник IRAS в этой глобуле ни с одним из пылевых сгустков не совпадает. В них, вероятно, звездообразование также еще не началось.

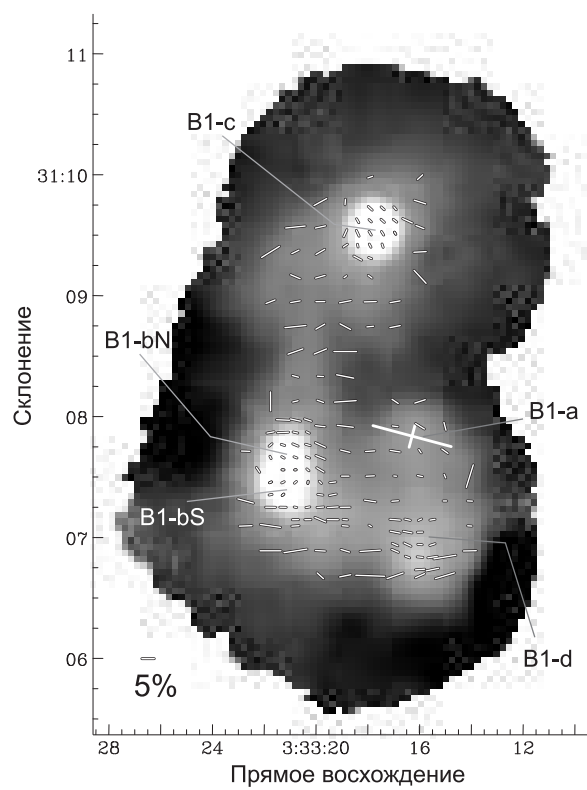


Рис. 4. Поляризация излучения пыли в глобуле B1 на длине волны 850 мкм. Векторы поляризации показаны на фоне карты полной интенсивности излучения пыли. Крестом отмечено положение источника IRAS 03301+3057

Поляризационные дыры

Поляризация теплового излучения пыли при увеличении количества пылинок на луче зрения также ведет себя странно. На рис. 4 этот эффект виден в ядре В1-b — с увеличением интенсивности излучения пыли степень поляризации падает. Этот эффект получил название поляризационной дыры (polarization hole). Поскольку большинство ядер, исследуемых таким образом, обладает круговой симметрией, возникает впечатление, что в распределении степени поляризации по карте облака образуется округлая «дырка». Однако наблюдения показывают, что на самом деле эффект снижения степени поляризации с ростом интенсивности проявляется и в облаках с другой геометрией. На рис. 5 показана зависимость степени поляризации от интенсивности излучения пыли на длине волны 1.3 мм в ядрах e1 и e2.



Рис. 5. Зависимость степени поляризации от интенсивности излучения пыли в ядрах e1 и e2 молекулярного облака W51

Интересная особенность поляризационных дыр заключается в том, что они наблюдаются *не во всех* объектах. Примером опять же может служить один из сгустков в глобуле В1 — В1-d (см. рис. 4). Если в соседнем ядре В1-b поляризация явно уменьшается в области пика интенсивности, то в ядре В1-d аналогичная корреляция степени поляризации с интенсивностью отсутствует.

Относительно природы поляризационных дыр единого мнения пока нет. Среди возможных объяснений рассматриваются, например, эффекты оптической толщины. Самопоглощение излучения пыли действительно приводит к его деполаризации, однако для этого оптическая толщина излучающего слоя пыли должна быть порядка нескольких десятков, что в длинноволновом диапазоне соответствует очень высокой плотности вещества. Эта ситуация может реализоваться, если в диаграмму направленности телескопа попадают неразрешенные протозвездные сгустки.

Другой вариант объяснения эффекта поляризационной дыры — усредняемая в диаграмме направленности неразрешенная структура магнитного поля. Для наблюдаемой зависимости степени поляризации от интенсивности излучения магнитное поле должно становиться более неправильным в областях повышенной плотности. Усложнение структуры магнитного поля должно проявляться при наблюдениях одной и той же плотной области с разным угловым разрешением. Такие парные наблюдения пока редки. Примером могут служить наблюдения области объекта Орион-KL на телескопе воздушной обсерватории им. Койпера с угловым разрешением около $30''$ [22] и на радиоинтерферометре BIMA с угловым разрешением около $5''$ [23]. Сравнение результатов этих наблюдений ясно показывает, что поляризационная дыра, наблюдаемая в первом случае, вызвана неразрешенной сложной структурой магнитного поля, отчетливо проявляющейся во втором случае.

Перспективы

В изучении поляризующих свойств пыли было несколько стадий. Сначала предполагалось, что поляризованный пылью свет станет мощным средством для изучения магнитного поля в Галактике. Затем многообразие механизмов выравнивания и невозможность выделить среди них предпочтительный показали, что изучение межзвездной поляризации скорее позволит узнать много нового о свойствах самой пыли. Отсутствие роста поляризации в плотных облаках заставило усомниться в том, что пыль можно использовать для изучения магнитного поля выше некой предельной плотности. Однако повсеместная поляризация теплового излучения пыли доказывает, что выравнивание пылинок эффективно и при очень высоких плотностях, что возрождает надежду исследовать магнитное поле с ее помощью.

В последние годы появилась возможность при помощи новых чувствительных инструментов объединять данные поляриметрии пыли с результатами других поляриметрических исследований [24, 25]. Это позволяет, во-первых, подтвердить верность интерпретации результатов поляриметрии; во-вторых, сделать первые шаги к восстановлению трехмерной структуры магнитного поля в областях звездообразования. Разумеется, поляриметрия пыли, как и многие другие методы исследования, в последние годы шагнула за пределы нашей Галактики. Все более далекие звезды становятся доступными для поляриметрических исследований проходящего света.

Наконец, исследование поляризации теплового излучения пыли оказывается совершенно необходимым в космологии, поскольку учет этого излучения требуется при изучении поляризационных свойств реликтового фона.

Работа поддержана грантами Президента РФ НШ-162.2003.2 и МК-348.2003.2.

Список литературы

1. *Hiltner W. A.* On the presence of polarization in the continuous radiation of stars. // *Astrophys. J.* 1949. Vol. 109. P. 471.
2. *Hall J. S.* Observations of the polarized light from stars // *Science*. 1949. Vol. 109. P. 166.
3. *Домбровский В. А.* Изучение звездной поляризации в ассоциации Цефея I // *ДАН Арм. ССР*. 1950. Т. 12. С. 103.
4. *Lazarian A.* Magnetic fields via polarimetry: progress of grain alignment theory // *J. of Quant. Spectr. and Rad. Transfer*. 2003. Vol. 79–80. P. 881.
5. *Weintraub D.A., Goodman A. A., Akeson R. L.* Polarized light from star-Forming regions // *Protostars and Planets IV* /Eds. V. Mannings, A. P. Boss, S. S. Russell. Tucson: University of Arizona Press, 2000. P. 247.
6. *Chandrasekhar S., Fermi E.* Magnetic fields in spiral arms // *Astrophys. J.* 1953. Vol. 118. P. 113.
7. *Davis L., Greenstein J. L.* The polarization of starlight by alignment of dust grains // *Astrophys. J.* 1951. Vol. 114. P. 206.
8. *Purcell E. M.* Suprathermal rotation of interstellar grains
Ibid. 1979. Vol. 231. P. 404.
9. *Gold T.* The alignment of galactic dust // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 1952. Vol. 112. P. 215.
10. *Долгинов А. З., Гнедин Ю. Н., Силантьев Н. А.* Распространение и поляризация излучения в космической среде. М.: Наука, 1979.

11. *Jones T. J., Klebe D., Dickey J. M.* Infrared polarimetry and the Galactic magnetic field. II. Improved models // *Astrophys. J.* 1992. Vol. 389. P. 602.
12. *Myers P. C., Goodman A. A.* On the dispersion in direction of interstellar polarization // *Ibid.* 1991. Vol. 373. P. 509.
13. *Harjunpää P., Kaas A. A., Carlqvist P., Gahm G. F.* Linear polarization and molecular filamentary clouds // *Astron. Astrophys.* 1999. Vol. 349. P. 912.
14. *Goodman A. A., Jones T. J., Lada E. A., Myers P. C.* Does near-infrared polarimetry reveal the magnetic field in cold dark clouds? // *Astrophys. J.* 1995. Vol. 448. P. 748.
15. *Arce H. G., Goodman A. A., Bastien P., Manset N., Sumner M.* The polarizing power of the interstellar medium in Taurus // *Ibid.* 1998. Vol. 499. P. L93.
16. *Lazarian A., Goodman A. A., Myers P. C.* On the efficiency of grain alignment in dark clouds // *Ibid.* 1997. Vol. 490. P. 273.
17. *Wiebe D. S., Watson W. D.* Irregular magnetic fields in interstellar clouds and the linear polarization of starlight // *Ibid.* 2001. Vol. 549. P. L115.
18. *Dotson J. L., Davidson J., Dowell C. D., Schleuning D. A., Hildebrand R. H.* Far-infrared polarimetry of Galactic clouds from the Kuiper Airborne Observatory *Astrophys. J. Sup.* 2000. Vol. 128. P. 335.
19. *Ward-Thompson D., Kirk J. M., Crutcher R. M., Greaves J. S., Holland W. S., Andre P.* First observations of the magnetic field geometry in prestellar cores // *Astrophys. J.* 2000. Vol. 537. P. L135.
20. *Matthews B. C., Wilson C. D.* Magnetic fields in star-forming molecular clouds. V. Submillimeter polarization of the Barnard 1 dark cloud // *Ibid.* 2002. Vol. 574. P. 822.
21. *Lai S.-P., Crutcher R. M., Girart J. M., Rao R.* Interferometric mapping of magnetic fields in star-forming regions. I. W51 e1/e2 molecular cores // *Ibid.* 2001. Vol. 561. P. 864.
22. *Schleuning D. A.* Far-infrared and submillimeter polarization of OMC-1: evidence for magnetically regulated star formation // *Ibid.* 1998. Vol. 493. P. 811.
23. *Rao R., Crutcher R. M., Plambeck R. L., Wright M. C. H.* High-resolution millimeter-wave mapping of linearly polarized dust emission: magnetic field structure in Orion // *Ibid.* 1998. Vol. 502. P. L75.
24. *Houde M., Bastien P., Dotson J. L., Dowell C. D. et al.* On the measurement of the magnitude and orientation of the magnetic field in molecular clouds // *Ibid.* 2002. Vol. 569. P. 803.
25. *Girart J. M., Crutcher R. M., Rao R.* Detection of polarized CO emission from the molecular outflow in NGC 1333 IRAS 4A // *Ibid.* Vol. 525. P. L109.

РАДИОИЗОБРАЖЕНИЯ ВЫСОКОГО КАЧЕСТВА И ИНТЕРФЕРОМЕТРЫ БУДУЩЕГО

Введение

Угловое разрешение радиотелескопа, как и любого другого приемника электромагнитного излучения, ограничено дифракцией радиоволн. Для круглой апертуры телескопа угловой размер главного лепестка дифракционной картины (в радианах) приблизительно равен $1.2\lambda/D$, где λ — длина волны, а D — диаметр телескопа. Для типичных диаметров радиотелескопов сантиметрового диапазона (десятки метров) эта формула дает угловое разрешение порядка минут дуги. Характеристика антенны, описывающая зависимость сигнала, вызываемым точечным (бесконечно удаленным) источником, от углового удаления, называется диаграммой направленности радиотелескопа. Использование радиоинтерферометров вместо одиночных антенн, то есть систем антенн, в которых сигнал сводится в единый центр обработки и коррелируется на специализированном компьютере, позволяет получить гораздо большее разрешение, которое определяется расстоянием между элементами интерферометра (базой интерферометра), а не размерами этих элементов. Для радиоинтерферометров компьютерные программы играют несравнимо большую роль, чем для одиночных антенн. Результатом измерений является функция видности (связанная с корреляцией электрических полей), а изображение космического источника получается компьютерной программой. В отличие от одиночной антенны диаграмма направленности радиоинтерферометра также синтезируется компьютером, что дает пользователю возможность в некоторых пределах контролировать ее форму. Это очень важное обстоятельство, так как качество работы алгоритмов восстановления изображения сильно зависит от формы синтезированной диаграммы. Используемые алгоритмы во многом определяют эффективность интерферометра и качество получаемых изображений. Также существует ряд aberrаций, ограничивающих поле зрения интерферометра. Большое поле зрения — от-

личительная особенность проектов будущих интерферометров, таких как LOFAR (Low Frequency Array) и SKA (Square Kilometer Array), так как большое значение будет иметь время, необходимое для проведения обзора всего неба. LOFAR должен вступить в строй в 2006–2008 гг. и представляет собой низкочастотный проект отпочковавшийся от проекта SKA по созданию радиоинтерферометра с эффективной площадью в 1 км^2 . SKA должен вступить в строй на 5–10 лет позднее. На сегодняшний день рассматривается несколько возможных дизайнов интерферометра с различными вариантами антенн (линзы, цилиндры, обычные параболоиды, адаптивные зеркала большого диаметра, антенны типа Аресибо, фазированные решетки). Помимо большого поля зрения эти радиоинтерферометры должны иметь значительно большую чувствительность, чем существующие сейчас инструменты. Большое поле зрения и высокая чувствительность инструмента требуют возможности построения изображений с высоким динамическим диапазоном порядка 10^6 – 10^7 . Динамический диапазон — это отношение максимальной яркости в радиоизображении к шуму в этой карте. Если динамический диапазон невысок, то невозможно исследовать слабые источники при наличии сильного в поле зрения (а при такой чувствительности и таком поле зрения, как планируется, это будет всегда). Существующие интерферометры вместе с существующим программным обеспечением для обработки данных этих интерферометров позволяют достичь динамического диапазона порядка 10^4 – 10^5 . Возможно, что проблема заключается в несовершенстве алгоритмов восстановления изображения, а не в конструкции интерферометра. При наличии аберраций эти алгоритмы могут испытывать дополнительные трудности даже для сравнительно небольшого поля зрения, которые проявляется в увеличении уровня шума в восстановленном изображении, то есть в ухудшении динамического диапазона. В этой лекции рассматриваются тонкие эффекты в работе радиоинтерферометра: обсуждаются причины наиболее значительных аберраций, формирование синтезированной диаграммы направленности и динамический диапазон изображений.

Основы интерферометрии

Принцип работы радиоинтерферометра основан на явлении пространственной когерентности. Корреляция электрического поля в двух пространственно разнесенных точках (или функция видности

V) зависит от распределения яркости в радиоисточнике (I). В первом приближении, эта зависимость является преобразованием Фурье

$$V(u, v) = \int \int I(l, m) \exp \left(-\frac{2\pi i}{\lambda} (lu + mv) \right) dl dm, \quad (1)$$

где u и v — координаты проекции базы интерферометра на плоскость, перпендикулярную направлению на источник, относительно ортогональной системы координат в этой плоскости; l и m — направляющие косинусы относительно некоторого центра, называемого фазовым центром. Положение фазового центра выбирается достаточно произвольно при корреляции, но из-за ограниченности поля зрения более тонкими эффектами, имеет смысл выбирать фазовый центр около предполагаемого положения источника. Удобно выбрать для оси l (и соответственно u) направление на восток, а для оси m (и соответственно v) — на север. Таким образом, смещение по l будет отвечать смещению по прямому восхождению, а смещение по m — смещению по склонению. Обычно также координаты u и v базы интерферометра измеряют в единицах длин волн, тогда уравнение (16) принимает классическую форму преобразования Фурье. Чтобы по-

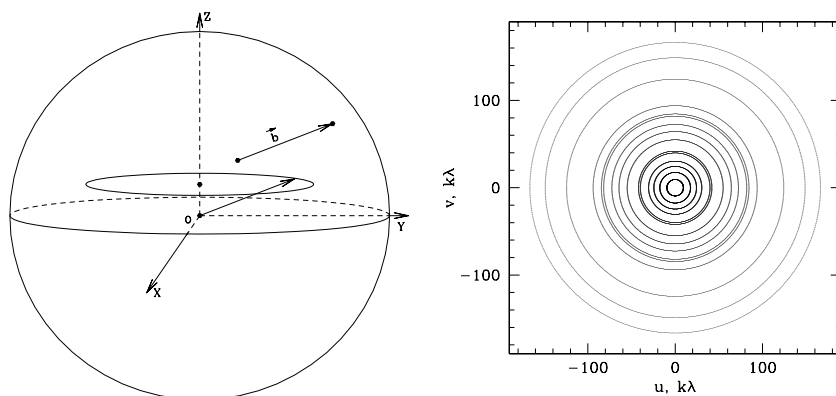


Рис. 1. Заполнение (u, v) -плоскости. На рисунке слева показано формирование трека концом вектора базы за счет вращения Земли. Справа — пример реального заполнения (u, v) -плоскости для линейного интерферометра АТСА (6 антенн) при 12-часовом наблюдении источника со склонением $\delta = -90^\circ$ на частоте 8 ГГц

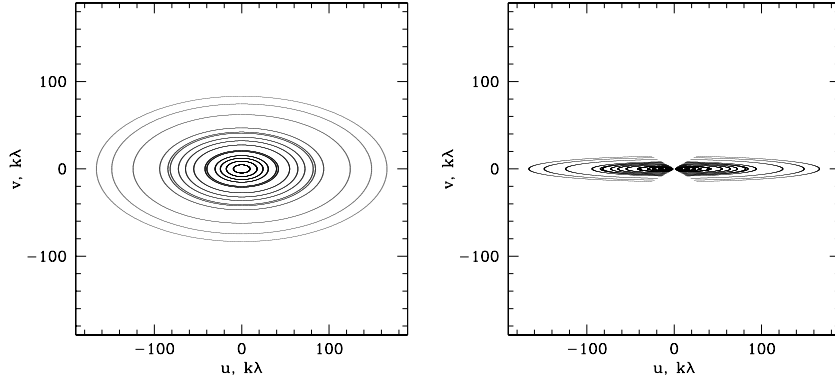


Рис. 2. Заполнения (u, v) -плоскости для линейного интерферометра АТСА, аналогичные рис. 1, но для источника со склонением $\delta = -30^\circ$ (слева) и $\delta = -5^\circ$ (справа). Незаполненная часть на правом рисунке в области малых u соответствует пределу по высоте источника в 12°

лучить распределение яркости по источнику, необходимо измерить функцию видности для всех значений u и v . Реально это осуществить нельзя, поэтому измеряемое изображение будет искажено. Если ввести функцию $S(u, v)$, которая равна дельта-функции Дирака δ в тех точках (u, v) -плоскости, для которых было измерение функции видности, а иначе она равна 0, тогда измеряемую функцию видности $\tilde{V}(u, v)$ можно представить в виде

$$\tilde{V}(u, v) = S(u, v)V(u, v). \quad (2)$$

Функция $S(u, v)$ называется заполнением (u, v) -плоскости. По теореме о свертке преобразования Фурье (см., например, [1]) изображение будет сверткой истинного изображения и Фурье-образа $S(u, v)$, который называется «грязной диаграммой направленности». Это и есть синтезированная диаграмма направленности интерферометра. Термин «грязная» диаграмма употребляется, чтобы отличить ее от чистой диаграммы, возникающей при рассмотрении алгоритмов восстановления изображения, которая представляет собой гауссиану с шириной, эквивалентной ширине главного лепестка «грязной» диаграммы. Существуют различные методы восстановления изображения, однако в любом случае желательно получить как можно лучшее заполнение (u, v) -плоскости в процессе эксперимента, что-

бы облегчить работу этим методам. Улучшить заполнение (u, v) -плоскости можно увеличивая количество антенн, составляющих интерферометр, и используя вращение Земли. Из-за вращения Земли конец вектора базы будет описывать в пространстве окружность, а в проекции на картинную плоскость — эллипс (рис. 1, 2). Проекция делает заполнение (u, v) -плоскости различным для различных склонений (рис. 2). Для линейного интерферометра Восток — Запад, примером которого является интерферометр АТСА, заполнение (u, v) -плоскости вырождается в прямую линию для экваториальных источников. Это делает интерферометр нечувствительным к склонениям, так как синтезированная диаграмма направленности (преобразование Фурье от заполнения (u, v) -плоскости) будет бесконечной по этой оси. Двумерные интерферометры свободны от этого недостатка, хотя заполнение (u, v) -плоскости также сильно зависит от склонения источника, что должно быть учтено при проектировании интерферометра, исходя из положений на небе объектов, представляющих особый интерес. Интерферометры VLA и АТСА имеют несколько конфигураций, что в некоторых случаях позволяет сделать выбор, исходя из склонения объекта и, что более важно, подобрать нужное разрешение. Это позволяет иметь меньшее количество антенн для получения приемлемого заполнения (u, v) -плоскости. Возможно также объединение данных, полученных в различных конфигурациях. Однако интерферометры LOFAR и SKA будут иметь только одну конфигурацию, что связано прежде всего с гораздо большими размерами этих инструментов (порядка тысячи километров вместо десятков). Надлежащий выбор положений антенн интерферометра для получения хорошего заполнения (u, v) -плоскости является очень важной задачей при проектировании нового инструмента. На текущий момент как для LOFAR, так и для SKA наиболее подходящими являются конфигурации в виде логарифмических спиралей.

Взвешивание и синтезированная диаграмма

Можно обобщить уравнение (2), введя взвешивающую функцию $W(u, v)$

$$\tilde{V}(u, v) = W(u, v)S(u, v)V(u, v). \quad (3)$$

Это наше право уменьшать вес определенных измерений. Тогда в качестве синтезированной диаграммы будет выступать Фурье-преобразование от $W(u, v)S(u, v)$. Изменяя веса, можно изменять диаграмму

направленности инструмента. Рассмотрим два случая взвешивания: естественное (natural) и равномерное (uniform). Естественное взвешивание заключается в уменьшении веса баз с большим шумом. Это минимально необходимое взвешивание, которое стоит делать, если интерферометр состоит из различных по своей конструкции антенн (разный диаметр, разная аппаратура). В случае равномерного взвешивания уменьшается вес не только баз с большим шумом, но и тех точек на (u, v) -плоскости, для которых много измерений. Тем самым достигается более равномерное покрытие (u, v) -плоскости. Такой тип взвешивания имеет смысл для систем, содержащих большое количество антенн. Как правило в таких системах количество коротких баз значительно превышает количество длинных, поэтому синтезированная диаграмма направленности будет иметь очень широкие крылья в случае естественного взвешивания (рис. 3). Это ухудшает разрешение интерферометра. Кроме того, большинство алгоритмов восстановления изображения работают плохо с такой синтезированной диаграммой, а яркие источники в восстановленном изображении будут иметь фиктивное протяженное гало. Разумеется, улучшение формы диаграммы имеет свою цену: равномерное взвешивание увеличивает шум в радиоизображении за счет перераспределения мощности из протяженных крыльев диаграммы, полученной с естественным взвешиванием, в шум по всему полю зрения. Поэтому динамический диапазон грязной карты (то есть без применения восстанавливающих алгоритмов) хуже для равномерного взвешивания, чем для естественного. Существуют также другие методы выбора весов, которые позволяют в некоторых случаях найти компромисс между разрешением и чувствительностью. Более подробно о схемах взвешивания можно прочитать в [2, 3]

Трехмерное небо

Исследуемые радиоисточники лежат на небесной сфере, а не на картинной плоскости. Для достаточно больших полей зрения кривизна небесной сферы становится заметной. Геометрическую задержку сигнала между двумя антеннами (рис. 4) можно компенсировать точно для фазового центра, но для остальных точек, вообще говоря, будет существовать некий дополнительный фазовый сдвиг, если источник лежит на сфере, а не на плоскости. Этот фазовый сдвиг приводит к тому, что измеряемая функция видности не является преобразованием Фурье от распределения яркости по источнику, а

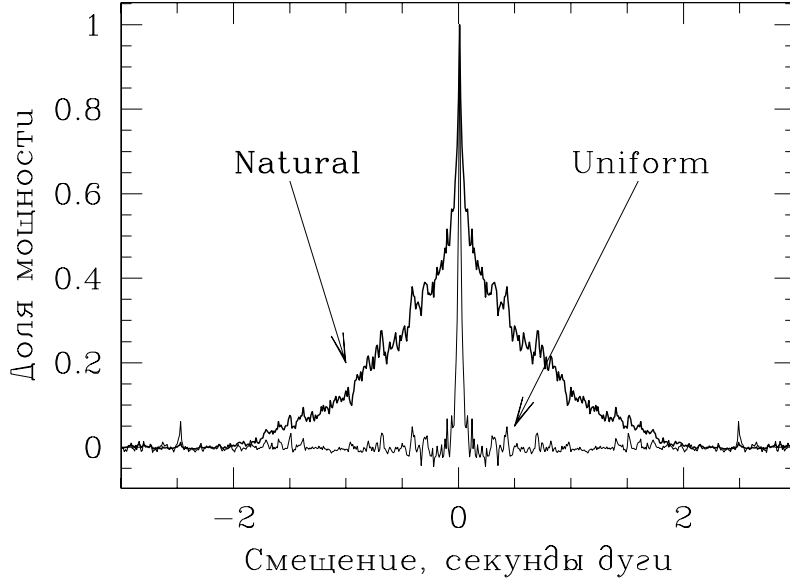


Рис. 3. Срез синтезированной диаграммы для естественного (natural) и равномерного (uniform) взвешивания для одной из проектируемых конфигураций SKA

определяется более сложным соотношением. К тому же при большом поле зрения становится существенной диаграмма направленности каждого элемента интерферометра. В более общем случае соотношение между функцией видности и распределением яркости по источнику имеет вид

$$V(u, v, w) = \iint A(l, m) I(l, m) \exp \left(-\frac{2\pi i}{\lambda} (lu + mv + w(\sqrt{1 - l^2 - m^2} - 1)) \right) \frac{dl dm}{\sqrt{1 - l^2 - m^2}}, \quad (4)$$

где w — проекция базы на направление к источнику, а $A(l, m)$ — диаграмма направленности антенны, являющейся элементом интерферометра (все антенны предполагаются одинаковыми). Если диаграмма направленности $A(l, m)$ элемента интерферометра постоянна во времени, то ее наличие, а также наличие фактора $\sqrt{1 - l^2 - m^2}$ в

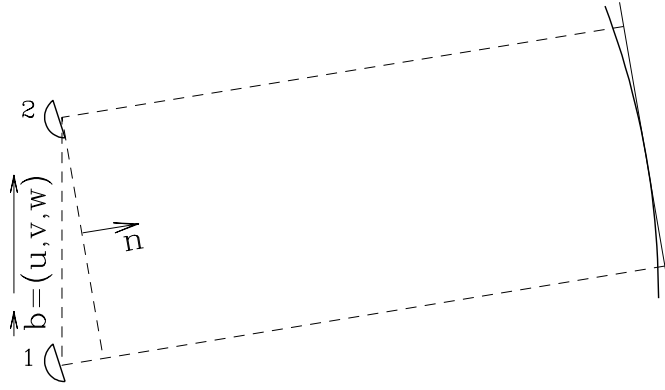


Рис. 4. Иллюстрация, объясняющая происхождение геометрической задержки $\frac{1}{c}(\vec{b} \cdot \vec{n})$. Эта задержка компенсируется точно для фазового центра. Если источник лежит на небесной сфере, а не на плоскости, появляется дополнительный фазовый член, зависящий от компоненты w

знаменателе не привело бы к существенному усложнению алгоритмов, просто понадобилась бы дополнительная коррекция полученного изображения. В действительности, однако, $A(l, m)$ всегда зависит от времени, так как источник меняет высоту над горизонтом. Кроме того, для телескопов на азимутальной монтировке, а таких большинство, поле зрения будет поворачиваться относительно диаграммы. Сильные источники, находящиеся за пределами главного лепестка диаграммы, могут периодически давать вклад в корреляцию, попадая в боковые лепестки при вращении диаграммы. Насколько это серьезно для алгоритмов восстановления изображений и какой динамический диапазон может быть достигнут — вопрос пока открытый. Особенно серьезно это будет для проекта LOFAR, так как на низких частотах сильных источников гораздо больше, а элементы интерферометра будут представлять собой обычные диполи, направленность которых невысока.

Член $w(\sqrt{1 - l^2 - m^2} - 1)$ в уравнении (4) описывает дополнительный фазовый сдвиг из-за кривизны неба. Если все антенны лежат в одной плоскости, то этот член будет эквивалентен некоторому сдвигу источника в картинной плоскости. Это так для двумерных интерферометров вроде VLA. Однако из-за вращения Земли, ори-

ентация этой плоскости относительно источника будет меняться и поэтому сдвиг будет также зависеть от времени, то есть изображение будет размываться так, что точечный источник будет выглядеть как некий трек. Большие интерферометры (со сверхдлинной базой, SKA, LOFAR) сложно сделать так, чтобы все антенны лежали в одной плоскости, поэтому рассматриваемый эффект еще более сложен и не сводится к простому сдвигу, зависящему от времени. Интересен особый случай линейного интерферометра Восток — Запад (например, ATCA). При вращении Земли антенны всегда остаются в одной и той же плоскости, поэтому можно рассмотреть задачу в другой системе координат и привести соотношение (4) к виду преобразования Фурье. Для линейных интерферометров Восток — Запад этот вид абберации при должной обработке данных не проявляется.

Существуют различные методы ослабления влияния этой абберации. Самым удачным является, наверное, получение изображений для небольших полей зрения с различными центрами и интерполирование для получения распределения радиояркости по сфере. Важным моментом является тот факт, что фазовый центр можно изменять, умножая данные на комплексный фактор, зависящий от базы. Поэтому этот метод не требует каких-то дополнительных наблюдений или специальных характеристик аппаратуры, достаточно лишь изменить алгоритм обработки. Несмотря на то, что решение проблемы кажется простым, вычислительные сложности возрастают очень быстро с увеличением поля зрения. Кроме того, даже для небольшого поля зрения этот эффект может ограничить динамический диапазон изображения, так как грязное изображение уже не будет сверткой истинного с синтезированной диаграммой. Открытым пока остается также вопрос, какой динамический диапазон можно получить, используя алгоритмы, применяющие интерполяцию плоских изображений. Есть основания считать, что таким методом тяжело достичь динамического диапазона порядка 10^6 – 10^7 , по крайней мере для существующих реализаций (пакет программ для обработки интерферометрических данных AIPS++).

Хроматическая абберация

В уравнении (4) предполагается, что исследуется монохроматическая радиоволна. Реальная аппаратура всегда чувствительна к некоторой полосе частот. Поэтому измеренная функция видности есть на самом деле среднее от (4) по полосе частот. Если геомет-

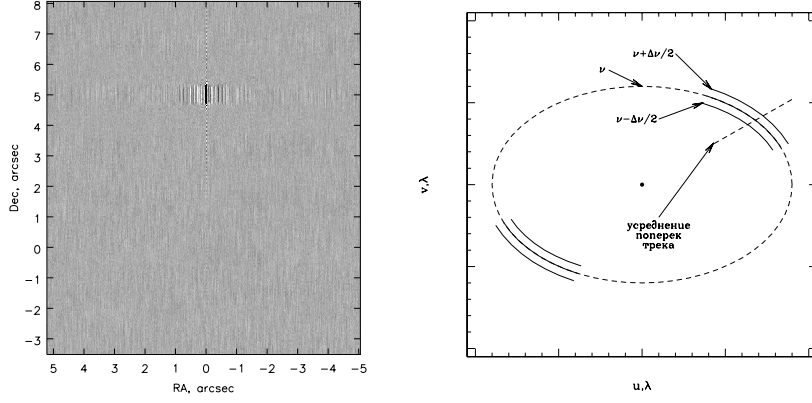


Рис. 5. Слева — хроматическая абберация точечного околополярного ($\delta \approx -90^\circ$) источника для одной из моделей SKA. Справа показано усреднение на (u, v) -плоскости, вызывающее хроматическую абберацию. Ширина полосы была искусственно завышена, чтобы сделать эффект более заметным

рическая задержка сигналов между парой антенн компенсируется точно на корреляторе для заданного центра изображения или, иначе, центр отслеживания задержек совпадает с фазовым центром и если полоса пропускания аппаратуры прямоугольная, то измеренное значение функции видности V будет связано с монохроматической функцией видности V_0 следующим соотношением:

$$V = V_0 \times \text{sinc} \left(\pi \left(u_0 l + v_0 m + w_0 (\sqrt{1 - l^2 - m^2} - 1) \right) \frac{\Delta\nu}{\nu_0} \right), \quad (5)$$

где ν_0 — частота соответствующая центру полосы; $\Delta\nu$ — ширина полосы, а u_0 , v_0 и w_0 — координаты базы в единицах длин волн, соответствующих центру полосы. Фактор в правой части уравнения (5) зависит как от направляющих косинусов, так и от пространственных частот. Поэтому влияние хроматической абберации не сводится, вообще говоря, к свертке истинного изображения с некой функцией. Соотношение свертки можно получить в случае точечного источника. Изображение точечного источника, искаженного хроматической абберацией, будет представлять собой радиальную полосу (рис. 5).

Как видно из формулы (5), эффект зависит от ширины полосы.

Поэтому наиболее простым решением проблемы ослабления хроматической абберрации будет разбиение сигнала на серию узких спектральных каналов, которые будут обрабатываться независимо. Конечно, это увеличивает сложность коррелятора, но если предусмотрен режим для спектральных наблюдений, то фактически эта задача уже решена, основная сложность переносится на алгоритмы обработки этих данных. По этой причине, по-видимому, для интерферометров будущего хроматическая абберрация не будет представлять серьезной проблемы. Если исследуется источник, излучающий в непрерывном спектре, такой подход с разбиением на спектральные каналы позволяет также улучшить заполнение (u, v) -плоскости, так как каждый спектральный канал имеет свою длину волны и проекции вектора базы в единицах длин волн будут различными. Этот метод называется синтезированием полосы (bandwidth synthesis).

Усреднение во времени

Коррелятор вычисляет функцию видности путем усреднения во времени произведения сигналов с пары антенн. В течение этого интервала усреднения компоненты вектора базы u , v и w успевают измениться из-за вращения Земли. Поэтому реально измеряемая функция видности без учета хроматической абберрации есть усреднение формулы (4) по времени. Теория этого эффекта во многом аналогична теории хроматической абберрации, и искаженная функция видности V есть функция видности для центрального момента времени V_0 , умноженная на некоторый фактор

$$V = V_0 \times \text{sinc} \left(\pi \left(\dot{u}l + \dot{v}m + \dot{w}(\sqrt{1 - l^2 - m^2} - 1) \right) \tau_a \right), \quad (6)$$

где τ_a — время усреднения коррелятора, а \dot{u} , \dot{v} и \dot{w} — скорости изменения безразмерных (в единицах длин волн) компонент вектора базы. В отличие от хроматической абберрации, даже для случая точечного источника, эффект гораздо более сложен и зависит от геометрии интерферометра и положения источника. Интересно, что величина эффекта не зависит от компоненты базы Север — Юг. В частном случае точечного источника в одном из полюсов мира искаженное изображение представляет собой полосу, перпендикулярную радиальному направлению (рис. 6).

Теоретически возможно решение проблемы, аналогичное рассмотренному в случае хроматической абберрации — уменьшать время

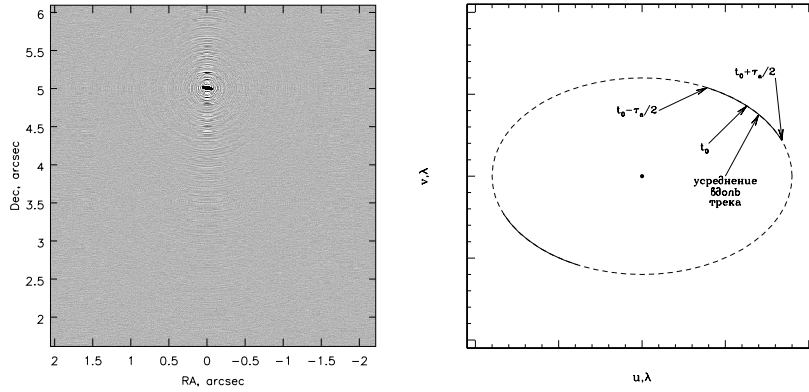


Рис. 6. Слева – абберация точечного околополярного ($\delta \approx -90^\circ$) источника за счет усреднения во времени для одной из моделей SKA. Справа показано усреднение на (u, v) -плоскости, вызывающее эту абберацию. Время интегрирования было искусственно завышено, чтобы сделать эффект более заметным

усреднения на корреляторе. Возможность интерферометрии с высоким временным разрешением необходима для исследования пульсаров, так как для увеличения отношения сигнал — шум необходимо вычислять корреляцию только в моменты импульса. Поэтому корреляторы будущего должны позволять работать в таком режиме. Однако это скорее всего будет невозможно для спектроскопических наблюдений, так как поток данных с коррелятора будет слишком большой. Другой вариант решения проблемы — коррелирование для нескольких фазовых центров — также предполагает усложнение коррелятора, причем того же порядка, что и уменьшение времени усреднения. Представляет интерес также исследование алгоритмов восстановления изображения применительно к этому эффекту. Вполне вероятно, что можно ценой чувствительности восстановить изображение, искаженное этой абберацией. Для некоторых научных задач, требующих большого поля зрения при умеренной чувствительности, это может оказаться достаточным. Этот вопрос пока не решен. Абберация за счет усреднения во времени (time-average smearing) также должна приниматься во внимание для существующих интерферометров, особенно со сверхдлинной базой.

Заключение

Рассмотренные аберрации: эффект трехмерности неба, хроматическая аберрация и аберрация из-за усреднения во времени — являются наиболее сильными эффектами. Они принимаются во внимание при обработке данных существующих интерферометров и накладывают ограничения на характеристики корреляторов и программного обеспечения интерферометров будущего. Более детально теория этих эффектов описана в [2, 4, 5]. Большое значение при проектировании интерферометров занимает математическое моделирование. Такие модели обычно включают моделирование наблюдений для простого распределения яркости по небу с последующей обработкой этих данных с использованием общепринятых и экспериментальных алгоритмов восстановления изображений. Полученное изображение сравнивается с модельным, и это сравнение позволяет сделать вывод насколько данный проект телескопа подходит для решения тех или иных научных задач.

В лекции совсем не затрагивались вопросы калибровки интерферометра. Проблема калибровки для получения изображений с высоким динамическим диапазоном практически не исследована. Возможно, соображения калибровки будут определять выбор для реализации конкретного проекта SKA по количеству предполагаемых антенн, так как большее количество антенн позволяет точнее определить поправки в традиционных алгоритмах калибровки. Дополнительную информацию о проектах LOFAR и SKA можно найти в Интернете по адресам: <http://www.lofar.org> и <http://www.skatelescope.org>

Список литературы

1. *Bracewell R. N.* The Fourier transform and its applications. N. Y.: McGraw-Hill, 1978.
2. *Taylor G. B., Carilli C. L., Perley R. A.* (eds). Synthesis Imaging in Radio Astronomy II // ASP Conf. Ser. 1999. Vol. 180.
3. *Briggs D. S.* High fidelity deconvolution of moderately resolved sources (PhD thesis) // The New Mexico Institute of Mining and Technology. Socorro, NM, USA, 1995. <http://www.aoc.nrao.edu/dissertations/dbriggs>
4. *Thompson A. R., Moran J. M., Swenson G. W. Jr.* Interferometry and Synthesis in Radio Astronomy N. Y.: John Wiley & Sons, 1986.
5. *Томсон Р., Моран Дж., Свенсон Дж.* Интерферометрия и синтез в радиоастрономии. М.: Мир, 1989.

АСТЕРОИДНО-КОМЕТНАЯ ОПАСНОСТЬ: СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ ПРОБЛЕМЫ

Введение

Важной задачей астрономии является изучение проблемы астероидно-кометной опасности, получение надежной оценки частоты падения на Землю тел различных размеров, всесторонней оценки последствий таких событий. Последнее — дело не только и не столько астрономов, но и геофизиков, климатологов, социологов. На основе ответов на эти вопросы должна строиться стратегия противодействия астероидно-кометной опасности.

До настоящего времени на русском языке опубликованы только три работы обобщающего характера по данной проблеме. Две монографии (Астероидно-кометная опасность. СПб.: ИТА РАН, 1996, Угроза с неба: рок или случайность. М.: Космоинформ, 1999) изданы небольшими тиражами и уже превратились в библиографическую редкость. В 2003 г. группой сотрудников Института прикладной астрономии РАН была выпущена книга «Каталог потенциально опасных астероидов и комет» [1], содержащая информацию о 493 потенциально опасных астероидах и 46 периодических и близпараболических кометах, орбиты которых проходят в опасной близости к земной. Кроме того, в этой книге затрагиваются вопросы, имеющие отношение к астероидной опасности (происхождении астероидов, сближающихся с Землей, их структура, свойства, оценка вероятности столкновения с Землей, описание Туринской и Палермской шкал для оценивания столкновения Земли с тем или иным телом и др.). В данной статье, за исключением последней главы, использованы материалы, изложенные в третьей книге.

Астероиды, сближающиеся с Землей

Астероиды с перигельными расстояниями, меньшими или равными 1.3 а. е., принято называть астероидами, сближающимися с

Землей (АСЗ). Исторически первым из астероидов с такой орбитой был открыт (433) Eros (1898).

Все АСЗ принято подразделять на несколько групп в зависимости от величины их перигельного или афельного расстояния и большой полуоси. Каждая такая группа именуется по имени астероида — ее характерного представителя.

Астероиды типа Амура ((1221) Amor). Перигельные расстояния q больше, чем афельное расстояние Земли ($1.017 \text{ а. е.} < q \leq 1.3 \text{ а. е.}$). Астероиды этого типа могут приближаться к Земле извне, но не заходят внутрь орбиты Земли.

Астероиды типа Аполлона ((1862) Apollo). Перигельные расстояния меньше чем афельное расстояние Земли, большие полуоси больше, чем у Земли ($a > 1 \text{ а. е.}, q \leq 1.017 \text{ а. е.}$). Астероиды этого типа могут проникать внутрь орбиты Земли.

Астероиды типа Атона ((2062) Aten). Большие полуоси меньше, чем у Земли, афельные расстояния больше перигельного расстояния Земли ($a < 1 \text{ а. е.}, Q \geq 0.983 \text{ а. е.}$). Орбиты астероидов этого типа лежат в основном внутри орбиты Земли и только в окрестности афелиев выходят за ее пределы.

Астероиды трех типов — Амура, Аполлона и Атона — иногда называют ААА-астероидами. Помимо этих трех типов АСЗ в Солнечной системе существует еще один тип астероидов, способных приближаться к орбите Земли. Речь идет об астероидах, орбиты которых целиком лежат в пределах земной орбиты. Их часто именуют Х-астероидами. Подобные малые тела трудно обнаружить, поскольку они могут наблюдаться только в утреннее или вечернее время, на элонгациях от Солнца, не превышающих 90° . Пока обнаружен только один достоверный представитель астероидов этого типа с $a = 0.757 \text{ а. е.}, e = 0.291, Q = 0.927 \text{ а. е.}$ (МРЕС No. 8072, 2003 Feb. 13).

Среди астероидов всех перечисленных групп выделяют потенциально опасные астероиды. К ним относят все астероиды, орбиты которых в настоящую эпоху сближаются с орбитой Земли до расстояний, меньших или равных 0.05 а. е. и абсолютная звездная величина которых не превышает 22.0. Если принять среднее значение альбедо астероидов равным 0.13, то этому условию соответствуют тела, превышающие 150 м в поперечнике. Считается, что тела меньшей величины не представляют серьезной угрозы для Земли, поскольку они в большинстве случаев сильно разрушаются при прохождении через атмосферу и в состоянии причинить лишь локальный ущерб.

Т а б л и ц а 1. Число открытых АСЗ и потенциально опасных астероидов

Тип	Всего открыто	Из них зануме- ровано	Потенциально опасные	Из них зануме- ровано
Атонцы	173	10	47	4
Аполлонцы	1152	145	424	62
Амурцы	937	148	22	5
Х-астероиды	1	0	0	0
Всего	2263	303	493	71

Потенциально опасные астероиды составляют примерно пятую часть всех АСЗ.

В табл. 1 приводятся данные о количестве открытых АСЗ различных типов, количестве занумерованных объектов и числе потенциально опасных объектов по состоянию на 27 марта 2003 г.

Принадлежность астероида к типу Аполлона или Атона не означает, что орбита астероида обязательно пересекает орбиту Земли: в большинстве случаев пересечение имеет место только в проекции на плоскость эклиптики, в пространстве орбиты лишь скрещиваются. Реальное пересечение двух орбит имеет место тогда, когда орбита Земли проходит через один или оба узла орбиты тела на эклиптике. Если при этом Земля и тело оказываются на своих орбитах одновременно в непосредственной близости к узлу, то происходит столкновение.

Характерные времена жизни ААА-астероидов исчисляются от нескольких миллионов до десятков миллионов лет, что явно мало по сравнению со временем существования Солнечной системы. Поскольку популяция этих тел достаточно многочисленна в настоящее время, должен существовать постоянный источник (или источники), подпитывающий ее. Имеется много свидетельств в пользу того, чтобы считать пояс астероидов основным источником ААА-астероидов.

Особое влияние на поведение тел в главном поясе оказывают резонансные соотношения (соизмеримости) низких порядков ($2/1$, $3/1$, $4/1$, $5/2$, $7/3$) между средними движениями астероидов и Юпитера. В области между 2.1–3.3 а. е. им соответствуют люки — более или менее широкие интервалы среднего движения, где малые планеты совсем отсутствуют или плотность их распределения заметным образом понижена.

Как было показано Уисдомом (Wisdom, 1982, 1983) при исследовании резонанса $3/1$ с Юпитером ($a = 2.5$ а. е.), астероиды, попадающие в зону хаоса, испытывают нерегулярные колебания эксцентриситета, амплитуда которых может достигать 0.4, на характерных временах от нескольких десятков до нескольких сот тысяч лет. В результате из-за уменьшения перигельного расстояния в периоды, когда эксцентриситет находится в окрестности максимальных значений, астероид приобретает возможность пересекать орбиту Марса. Под влиянием возмущений, испытываемых астероидом при сближениях с Марсом, он может перемещаться из одной зоны хаоса в другую. В итоге астероид приобретает возможность сближаться с Землей, Венерой и даже выпадать на Солнце, если его перигельное расстояние оказывается меньше радиуса последнего.

Значительные возмущения в движении малых планет связаны также с резонансными соотношениями между скоростями движения перигелиев и узлов их орбит и скоростями движения перигелиев и узлов орбит возмущающих планет. Это так называемые вековые резонансы. Вековые резонансы также причастны к перебросу вещества из пояса астероидов в область внутренних планет (Knežević, Milani, 1994). В частности, у внутреннего края главного пояса малых планет в окрестности значений большой полуоси $a = 2.1$ а. е. доминирует вековой резонанс ν_6 (совпадение средних скоростей движений перигелиев орбит астероида и Сатурна) (рис. 1).

Вблизи этого резонанса эксцентриситеты орбит астероидов систематически увеличиваются, вследствие чего астероиды приобретают возможность сближаться с внутренними планетами и выпадать на Солнце. Среднее время, потребное для превращения астероида на квазикруговой орбите в астероид, пересекающий орбиту Земли, составляет всего около 0.5 млн лет. В 80 % случаев развитие событий заканчивается выпадением астероида на Солнце, в 12 % случаев — выбросом астероида на гиперболическую орбиту в результате сближения с планетами, в особенности с Юпитером, и только примерно в 1 % случаев — столкновением с Землей.

Вековой резонанс ν_6 является наиболее активным поставщиком астероидного материала в зону внутренних планет. Следующим по эффективности является резонанс $3/1$ (2.52 а. е.), затем резонанс $5/2$ (2.82 а. е.). Помимо перечисленных наиболее мощных резонансов в поясе астероидов присутствует множество других резонансов, оказывающих менее существенное, но тем не менее заметное влияние на движение тел.

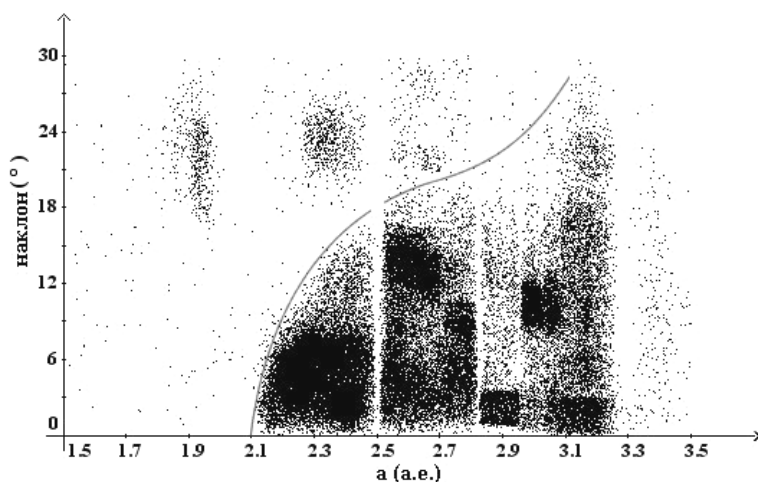


Рис. 1. Распределение малых планет в плоскости a, i . На фоне распределения четко выделяются люки вблизи значений большой полуоси 2.5 а. е. (897"), 2.82 а. е. (748"), 3.3 а. е. (598"). Тонкой сплошной линией показано расположение векового резонанса ν_6 , отделяющего планеты с большими наклонами от остальной части пояса

Возникает вопрос: каким образом происходит пополнение вещества в резонансных зонах пояса (без пополнения они давно были бы близки к полному истощению). Наиболее правдоподобным ответом является эффект Ярковского. Суть его заключается в реактивном эффекте (эффекте отдачи), испытываемом нагретым телом в результате асимметричного переизлучения тепловой энергии.

Как показывают расчеты, выполненные в различных предположениях относительно размеров тел, их теплопроводности и других параметров, эффект Ярковского может обеспечить изменение больших полуосей тел, движущихся в поясе астероидов, на величины порядка 0.1–0.01 а. е. за время существования этих тел до их полного разрушения в результате катастрофических столкновений (от нескольких миллионов до примерно 2 млрд лет в зависимости от размеров). Эффект Ярковского позволяет объяснить и равномерный характер притока вещества на Землю, и разнообразие минералогического состава вещества метеоритов, и распределение АСЗ по размерам.

Поиск потенциально опасных сближений астероидов с Землей и оценка вероятности столкновений

Рассмотрим некоторые используемые в решении проблемы астероидной опасности величины и определения.

Минимальное расстояние между орбитами — параметр *MOID*.

Величина минимального расстояния между орбитой АСЗ и орбитой Земли (параметр *MOID* — Minimum Orbital Intersection Distance) служит критерием для выделения потенциально опасных астероидов из числа всех АСЗ.

Минимальное расстояние между двумя орбитами достигается вдоль некоторой прямой, которая перпендикулярна к орбитам обоих тел, то есть перпендикулярна к касательным, проведенным к орбитам в точках, находящихся на минимальном для данных орбит расстоянии. Точки двух софокусных орбит, находящиеся на минимальном расстоянии, и величина самого расстояния могут быть найдены аналитически или численным способом. В общем случае задача сводится к решению тригонометрического уравнения восьмой степени (Kholshchevnikov and Vassiliev, 1999).

Скорость соударения тела с Землей. Обозначим вектор гелиоцентрической скорости астероида в момент столкновения как \mathbf{v} с компонентами v_x, v_y, v_z , а вектор гелиоцентрической скорости Земли в этот момент как $\mathbf{V}(V_x, V_y, V_z)$. В таком случае скорость тела относительно Земли без учета ее притяжения равна

$$\hat{v} = \sqrt{((v_x - V_x)^2 + (v_y - V_y)^2 + (v_z - V_z)^2)}.$$

Эту скорость относительно Земли, еще не измененную ее притяжением, часто называют гиперболическим избытком скорости. Полная скорость соударения с Землей находится по формуле

$$\tilde{v} = \sqrt{(\hat{v}^2 + v_\infty^2)}, \quad (1)$$

где v_∞ — параболическая скорость относительно Земли, то есть скорость, которую приобретает тело, падающее на Землю «из бесконечности», где его скорость относительно Земли равна нулю. Параболическая скорость относительно Земли приближенно равна 11.18 км/с.

Отметим, что средние скорости столкновения АСЗ с Землей (с учетом притяжения Земли) составляют около 20 км/с (Kholshchevnikov and Shor, 1995; 1996; Gladman et al., 2000).

Энергия столкновения. При столкновении космического тела с Землей его кинетическая энергия является главным разрушительным фактором. Поэтому оценка кинетической энергии является едва ли не первой задачей при обнаружении тела на орбите, приводящей к столкновению с Землей.

Кинетическая энергия E выражается формулой $E = m\tilde{v}^2/2$, в которой m — масса тела, а \tilde{v} — его скорость относительно Земли с учетом притяжения Земли, рассчитанная по формуле (1).

Скорость тела относительно Земли всегда может быть вычислена достаточно точно для ориентировочных расчетов, а массу, за отсутствием других возможностей, в подавляющем числе случаев массу можно оценить по фотометрическому диаметру тела и его предполагаемой плотности.

Величину кинетической энергии, приносимой падающим на Землю телом, принято выражать в мегатоннах тринитротолуолового эквивалента. При этом $1 \text{ Мт} = 4.2 \cdot 10^{22} \text{ эрг} = 4.2 \cdot 10^{15} \text{ Дж}$.

Плоскость цели. Плоскость цели — это плоскость, проходящая через центр планеты-мишени перпендикулярно к невозмущенному вектору скорости тела-снаряда относительно планеты-мишени \hat{v} .

Прицельное расстояние и радиус захвата. Относительная скорость астероида \hat{v} на входе в сферу действия равна разности гелиоцентрических скоростей астероида и Земли. По направлению она близка к асимптоте гиперболы, описываемой телом в сфере действия планеты. Обогнув Землю, на выходе из сферы действия астероид имеет ту же самую по величине относительную скорость \hat{v} , но ее направление изменяется на некоторый угол. Расстояние от центра Земли до этой асимптоты называется прицельным расстоянием (b). Прицельное расстояние связано с минимальным расстоянием гиперболы от центра Земли (q) следующим соотношением:

$$b^2 = q^2 \left(1 + \frac{v_\infty^2}{\hat{v}^2} \right), \quad (3)$$

где

$$v_\infty = \sqrt{\frac{2GM_\oplus}{r_\oplus}}$$

есть параболическая скорость относительно Земли. В этой формуле G — гравитационная постоянная, M_\oplus — масса Земли, а r_\oplus — ее экваториальный радиус. Если в формулу (3) подставить q , равное r_\oplus , то b будет равно прицельному расстоянию, при котором траектория

астероида коснется поверхности Земли. Соответствующее значение прицельного расстояния называется радиусом захвата. При решении вопроса о реальности столкновения следует использовать не радиус Земли, а ее радиус захвата.

На первом этапе решения задачи об оценке вероятности столкновения АСЗ с Землей строится номинальная орбита астероида, полученная путем улучшения предварительной орбиты из наблюдений с помощью метода наименьших квадратов (МНК). При этом элементы номинальной орбиты определяются со среднеквадратичными ошибками σ_i . Таким образом, в пространстве элементов орбит номинальная орбита окружена областью возможных орбит. Эта область может быть квалифицирована как область неопределенности начальных условий движения. Фактическая орбита тела, которая нам неизвестна, находится где-то внутри области неопределенности. Эллипсоид с центром в точке на номинальной орбите и полуосями, равными $3\sigma_i$, ограничивает область, в которой сосредоточены практически все совместимые с наблюдениями начальные условия. Мы будем называть такой эллипсоид доверительным, а ограничиваемую им область начальных условий — доверительной областью. Тело на возможной орбите мы будем называть виртуальным (возможным) астероидом (Milani et al., 2000).

На втором этапе будем предполагать, что задача имеет линейный характер. Это равносильно предположению, что область пространства, занятая виртуальными астероидами в окрестности сближения астероида, соответствующего номинальному решению, с Землей, представляет собой эллипсоид.

Рассмотрим систему координат, связанную с плоскостью цели. Ось η направлена параллельно скорости астероида относительно Земли на границе сферы действия (\hat{v}), ось ξ вдоль кратчайшего расстояния между орбитами, ось ζ перпендикулярна осям ξ и η и направлена так, что вместе с ними образует правую систему координат.

Цепочка виртуальных астероидов, вытянувшихся вдоль номинальной орбиты, проектируется на плоскость цели в прямую, параллельную оси ζ , причем виртуальный астероид, соответствующий центру доверительного эллипсоида в момент t_0 , пересекает плоскость цели в точке, расположенной, вообще говоря, выше или ниже оси ξ . Область вокруг этой точки на плоскости ξ, ζ является отображением области возможных начальных условий движения на плоскость цели. Поскольку мы предполагаем линейный характер задачи, можно утверждать, что область начальных значений, ограниченная

в момент t_0 доверительным эллипсоидом, отобразится на плоскость ξ, ζ в часть плоскости, ограниченную эллипсом с центром в точке, соответствующей центру доверительного эллипсоида. Задача сводится к тому, чтобы найти координаты центра эллипса на плоскости ξ, ζ и его полуоси и оценить расположение эллипса относительно изображения Земли.

Возможны следующие три случая взаимного расположения Земли и эллипса на плоскости цели:

- эллипс расположен на некотором расстоянии от окружности с радиусом, равным радиусу захвата Земли (рис. 2,а), что практически исключает возможность столкновения астероида с Землей;
- кружок с радиусом, равным радиусу захвата, находится внутри эллипса (рис. 2,б). Вероятность столкновения может быть рассчитана, исходя из отношения площади кружка к площади, ограниченной эллипсом. Для повышения точности прогноза можно учесть неодинаковую вероятность попадания виртуальных астероидов в различные точки области, ограниченной эллипсом;
- площадь, ограниченная эллипсом, частично покрывает область захвата Земли (рис. 2,в). Этот случай практически не отличается от предыдущего. Вероятность столкновения рассчитывается с учетом отношения перекрывающейся области ко всей площади, ограниченной эллипсом.

Нелинейный характер задачи может иметь место по многим причинам. Доверительный эллипсоид уже в момент t_0 может недостаточно хорошо описывать область возможных начальных условий, поскольку само распределение ошибок наблюдений может не подчиняться закону Гаусса. Проекция доверительного эллипсоида на плоскость цели в момент t сближения с Землей, отдаленный от t_0 на десятилетия, вытягивается в очень узкую область, которая к тому же искривляется в соответствии с кривизной земной орбиты. По всем этим причинам линейный анализ задачи становится неадекватным, и требуется применение более тонких методов анализа. К настоящему времени предложено два таких метода: метод Монте-Карло и метод линии вариации.

Получение оценки вероятности столкновения АСЗ с Землей в случае нелинейной задачи имеет свои особенности, которые, ввиду их сложности, приводить здесь не будем.

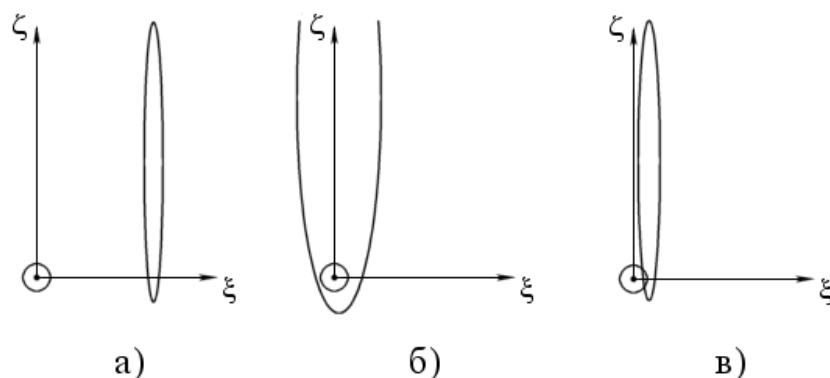


Рис. 2. Возможные взаимные расположения эллипсов ошибок и Земли в плоскости цели

Туринская и Палермская шкалы для оценивания угрозы столкновения Земли с астероидами и кометами

Публикация информации о возможных столкновениях Земли с астероидами и кометами сопряжена с определенным риском ее искажения средствами массовой информации и неправильного восприятия этой информации в целом широкими слоями населения. В результате обсуждения этой проблемы была осознана необходимость разработки некоторой достаточно простой шкалы, которая позволяла бы формализовать оценку угрозы Земле со стороны того или иного космического тела. На Рабочем совещании в Турине в июне 1999 г. была принята к использованию шкала, которая получила название Туринской шкалы для оценки угрозы столкновений Земли с космическими телами (Binzel, 2000).

Угроза со стороны любого тела в Туринской шкале оценивается целыми числами от 0 до 10, где ноль означает отсутствие какой-либо угрозы, а 10 соответствует несомненной глобальной катастрофе. В основу построения шкалы положен учет двух основных факторов, определяющих оценку угрозы: вероятности столкновения и его кинетической энергии. Эти два фактора являются двумя измерениями, в пространстве которых производится оценка угрозы (рис. 3). При этом кинетическая энергия столкновения, выраженная в мегатон-

нах тринитротолуолового эквивалента, меняется в пределах от 1 до 10^8 Мт. Нижний предел соответствует телам около 20 м в диаметре. Как правило, меньшие по размеру тела полностью разрушаются в атмосфере и не представляют угрозы для обитателей Земли. Поэтому все события с меньшей энергией получают по Туринской шкале оценку 0. По горизонтальной оси отложены вероятности столкновения в пределах от 10^{-8} до 1. События, имеющие вероятность, меньшую чем 10^{-8} , также рассматриваются как не представляющие реальной угрозы вне зависимости от сопутствующей им энергии и потому получают по Туринской шкале оценку 0.

Для научных целей требуется система, которая бы позволяла оценивать различные события с точки зрения создаваемой ими угрозы вне зависимости от диапазона энергии, вероятности и времени до столкновения, причем эта система должна обеспечивать непрерывность и сглаженность оценки в любом диапазоне. В развитом виде подобная шкала была представлена группой докладчиков на конференции в Палермо «Asteroids 2001. From Piazzi to the third millennium». Поэтому данная шкала получила название Палермской (Chesley et al. 2002).

При разработке данной шкалы было введено понятие «нормализованного риска» R . Нормализованный риск — это вероятность столкновения тела с Землей, взвешенная по отношению к вероятности столкновения с Землей тел такой же самой или большей энергии за время, оставшееся до предполагаемого столкновения. Десятичный логарифм этой величины P определяет Палермскую техническую шкалу для оценки угрозы столкновения тел с Землей $P = \lg R$.

В табл. 2 приводятся предварительное обозначение астероида, интервал времени, когда имеют место возможные столкновения, число возможных столкновений, отвечающих динамически различным траекториям, приводящим к столкновению в данном году, совокупная вероятность столкновения, скорость относительно Земли на бесконечности (то есть на границе сферы действия), абсолютная звездная величина астероида, оценка диаметра астероида при условии, что альбедо в визуальных лучах равно 0.154, совокупная оценка угрозы по Палермской шкале от всех сближений и оценка угрозы от сближения, создающего наибольший риск, оценка угрозы по Туринской шкале.

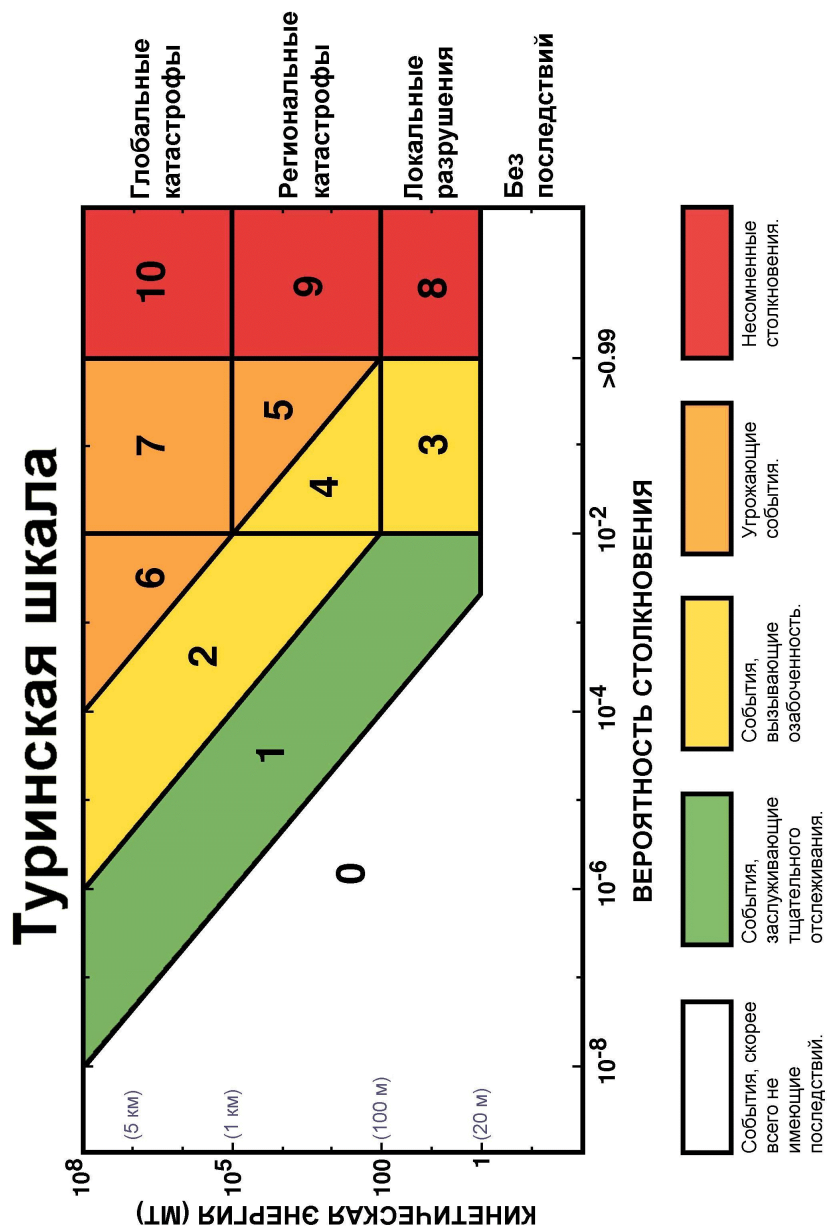


Рис. 3. Туринская шкала

Т а б л и ц а 2. Астероиды, имеющие в настоящее время наибольшие оценки угрозы по Палермской шкале
(<http://neo.jpl.nasa.gov/risk/>)

Объект	Годы	Число столк.	Вероят- ность	\hat{v} (км/с)	H	D (км)	P_{max}	P_{sum}	T_{max}
1997 XR ₂	2101–2101	2	9.7e-05	7.17	20.8	0.230	-2.71	-2.44	1
2002 XY ₃₈	2084–2101	8	4.9e-04	6.61	23.0	0.090	-3.01	-2.74	0
1979 XB	2056–2101	3	3.3e-07	24.54	18.5	0.685	-3.14	-3.07	0
2000 SG ₃₄₄	2068–2101	68	1.8e-03	1.37	24.8	0.040	-3.43	-3.08	0
2000 QS ₇	2053–2053	2	1.3e-06	12.32	19.6	0.420	-3.46	-3.27	0
1994 UG	2025–2102	85	7.3e-06	6.31	21.3	0.187	-3.51	-3.37	0
1994 WR ₁₂	2054–2074	49	2.7e-05	9.87	22.1	0.129	-4.00	-3.39	0
1994 GK	2051–2071	7	6.1e-05	14.87	24.2	0.050	-3.84	-3.83	0
2000 SB ₄₅	2074–2101	83	1.5e-04	7.54	24.3	0.050	-4.28	-3.86	0
2001 CA ₂₁	2020–2073	4	1.7e-08	30.66	18.5	0.678	-4.10	-3.89	0
1998 HJ ₃	2100–2100	2	7.2e-08	24.23	18.4	0.700	-4.16	-3.93	0

Кометы как опасность для Земли

Уже в конце XVII в. высказывались предположения о возможных столкновениях комет с Землей и неизбежном в результате такого столкновения «конце света». Хотя опасных для Земли комет гораздо меньше, чем АСЗ, динамические и физические особенности комет таковы, что опасность эта вполне реальна. Так как фактор внезапности, непредсказуемости появления играет важную роль, то наибольшую опасность представляют параболические и близпараболические кометы. Среднее количество таких комет, открываемых в год, за последние несколько лет составило 10–15. Наклоны орбит этих комет могут принимать значения от 0 до 180° (в отличие от короткопериодических комет, наклоны орбит которых невелики), а это означает, что для части комет возможно столкновение с Землей на встречных курсах. При этом скорость столкновения может достигать 72 км/с.

Потенциально опасными могут считаться кометы, перигельные расстояния которых < 1.3 а. е. Как показывает статистика, наибольшее количество таких комет находится на параболических и близпараболических орбитах, то есть они впервые в истории человечества оказываются в области внутренних планет Солнечной системы. По оценкам специалистов, столкновения Земли с такими кометами случаются примерно один раз в 175 млн лет. Учет близпараболических и гиперболических комет увеличивает частоту столкновения с непериодическими кометами и кометами очень долгих периодов до примерно одного столкновения за 110 млн лет.

Противодействие астероидно-кометной опасности

В последнее время появляется все больше статей, в которых рассматриваются вопросы о предотвращении столкновения астероида или кометы с Землей, приводится детальное описание проектов, рассчитывается их эффективность. Отметим, что все способы противодействия астероидно-кометной опасности можно легко классифицировать по типам и времени их применения.

Например, способы противодействия по времени применения могут быть разбиты на три этапа.

I этап («remote interdiction») — противодействия на больших расстояниях с временем до столкновения от года до нескольких десятилетий. Включает в себя защиту как от хорошо известных объектов

Т а б л и ц а 3. Способы воздействия на ОСЗ для предотвращения астероидно-кометной опасности

Тип воздействия	Длительность воздействия	Тип средств	Средства
Отклонение ОСЗ от траектории столкновения	Кратковременное (ударное, импульсное)	Неядерные	Кинетическая энергия КА, ДБТ на ОСЗ
		Ядерные	ВТВ, ПТВ
	Долговременное	Пассивные	Солнечный парус, фокусирующее зеркало, изменение альбедо
		Активные	ДМТ на ОСЗ, СВЧ-излучение, лазеры
Разрушение объекта	Кратковременное (ударное)	Неядерные	Кинетическая энергия КА, поток высокоскоростных частиц
		Ядерные	ВТВ, ПТВ, ГТВ

(АСЗ), так и от объектов с плохоопределенными орбитами (нечисленные АСЗ, короткопериодические кометы).

II этап («terminal interception») — противодействие с временем до столкновения не более года. Обеспечивается защита от «объектов непосредственной угрозы» (недавно открытые малые планеты, долгопериодические кометы).

III этап («horror scenario») — противодействие в непосредственной близости от Земли или даже в ее атмосфере. Защита от «объектов неотвратимой угрозы» (неизвестные АСЗ, долгопериодические кометы, метеориты типа Тунгусского).

Основные способы противодействия столкновению объектов, сближающихся с Землей (ОСЗ), указаны в табл. 3.

В табл. 3 аббревиатура КА расшифровывается как космический аппарат, ДБТ и ДМТ — двигатели большой и малой тяги, ВТВ, ПТВ, ГТВ — высотный, поверхностный и глубинный термоядерные взрывы.

Более детально с проблемами предотвращения астероидно-кометной опасности с подробным описанием всех способов защиты можно ознакомиться в гл. 7 книги «Астероидно-кометная опасность» (СПб.: ИТА РАН, 1996).

Заключение

Изучение проблемы астероидно-кометной опасности является важной задачей современной астрономии. Стратегия противодействия астероидно-кометной опасности зависит от многих нерешенных вопросов технического, социального и политического характера. И приступать к их решению нужно сегодня, ибо завтра уже может быть поздно: столкновение Земли с космическим телом километрового или большего размера может обернуться глобальной катастрофой, несущей гибель всей человеческой цивилизации.

Правильному восприятию астероидно-кометной опасности мешают бытующие представления о том, что эта проблема искусственно раздувается отдельными учеными и ведомствами в силу конъюнктурных соображений. Эти представления, оказывающие негативное влияние на отношение законодательной и исполнительной власти к данной проблеме, должны настойчиво преодолеваться путем публикации объективной информации в научной, популярной литературе и в СМИ.

Автор выражает огромную благодарность Виктору Абрамовичу Шору за ценные замечания и помощь в написании статьи.

Список литературы

1. Виноградова Т. А., Железнов Н. Б., Кузнецови В. Б. и др. Каталог потенциально опасных астероидов и комет. СПб.: ИПА РАН, 2003.
2. Binzel R. P. The Torino impact hazard scale // Planetary&Space Science. 2000. Vol. 48. P. 297.
3. Bottke W. F., Jr., Vokrouhlický D., Rubincam D. P., Broz M. The effect of Yarkovsky thermal forces on the dynamical evolution of asteroids and

- meteoroids. In Asteroids III /Eds. W. Bottke, A. Cellino, P. Paolicchi and R. Binzel Univ. of Ariz., 2002. P. 395.
4. *Chesley S. R., Chodas P. W., Milani A., Valsecchi G. B.* Quantifying the risk posed by potential Earth impacts // *Icarus*. 2002. Vol. 159. P. 423.
 5. *Gladman B., Michel P., Froeschlé Ch.* The near-Earth object population // *Icarus*. 2000. Vol. 146. P. 176.
 6. *Knežević Z., Milani A.* Asteroids proper elements: the big picture. In Asteroids, Comets, Meteors 1993/Eds. A. Milani, M. Di Martino and A. Cellino 1994. P. 143–158.
 7. *Kholshevnikov K. V., Shor V. A.* Velocity distribution of meteoroids colliding with planets and satellites. II. Numerical results // *Astron. and Astrophys. Transact.* 1995. Vol. 8. P. 49–58.
 8. *Kholshevnikov K. V., Shor V. A.* Velocity distribution of meteoroids in the vicinity of planets and satellites // *Earth, Moon, and Planets*. 1996. Vol. 72. P. 419–423.
 9. *Kholshevnikov K. V., Vassiliev N. N.* On the distance function between two Keplerian elliptic orbits. *Celest. Mech. and Dynam. Astron.* 1999. Vol. 75. P. 75–83.
 10. *Milani A., Chesley S. R., Valsecchi G. B.* Asteroid close encounters with Earth: risk assessment // *Planet. Space Sci.* 2000. Vol. 48. P. 945–954.
 11. *Wisdom J.* The origin of the Kirkwood gaps: a mapping for asteroidal motion near the 3/1 commensurability // *Astron. J.* 1982. Vol. 87. P. 577–593.
 12. *Wisdom J.* Chaotic behaviour and the origin of the 3/1 Kirkwood gap // *Icarus*. 1983. Vol. 56. P. 51.

А. Г. Жилкин, А. Е. Дудоров, Н. Ю. Жилкина
Челябинский государственный университет

ВОЛНЫ РАЗРЕЖЕНИЯ В КОЛЛАПСИРУЮЩИХ ПРОТОЗВЕЗДНЫХ ОБЛАКАХ

Введение

Для того, чтобы что-нибудь сделать в науке, приходится днем и ночью думать об одном и том же, читать об одном и том же, говорить об одном и том же...*

Наблюдательные данные о магнитном поле и вращении межзвездных молекулярных и протозвездных облаков (ядра молекулярных облаков), а также молодых звездных объектов показывают, что современное звездообразование происходит в результате коллапса и фрагментации существенно замагниченных вращающихся протозвездных облаков. При этом из наблюдений и результатов численного моделирования следует, что в результате процесса коллапса протозвездное облако становится сильно неоднородным. Перепад плотности от периферии к центру может достигать 5–7 и более порядков. Формирование непрозрачного ядра (протозвезды) происходит за характерное динамическое время (время свободного сжатия)

$$t_{ff} = \sqrt{\frac{3\pi}{32G\rho_0}}, \quad (1)$$

где ρ_0 — начальная плотность в облаке.

На начальных стадиях коллапса температура протозвездного облака практически остается постоянной, поскольку оно прозрачно для собственного инфракрасного излучения. Конечно, это сильно упрощает математическую модель коллапса, но не следует забывать, что именно на этом этапе происходит формирование характерных профилей плотности, скорости и других величин, которые определяют

* Все эпиграфы взяты из повести А. Н. и Б. Н. Стругацких «Далекая Радуга».

© А. Г. Жилкин, А. Е. Дудоров, Н. Ю. Жилкина, 2004

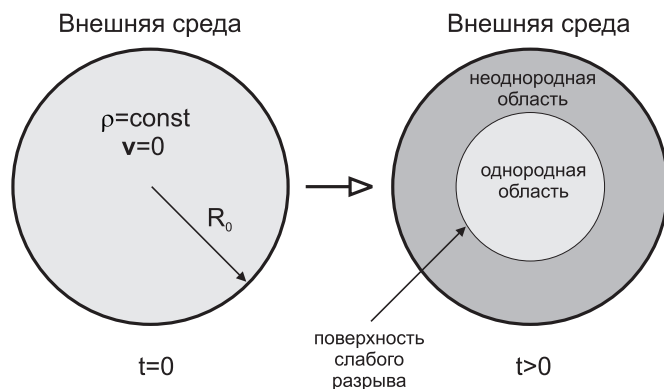


Рис. 1. Возникновение неоднородности в классической постановке задачи о сжатии однородного облака из заданного объема

основные параметры образующихся в результате коллапса протозвезд с аккреционными дисками. Поэтому изучение изотермической стадии сжатия протозвездных облаков является важной задачей теории звездообразования.

Откуда же берется неоднородность в первоначально однородном облаке? В классической постановке задачи о сжатии первоначально однородного облака из заданного объема [1] возникновение и развитие неоднородности связано с образованием централизованной волны разрежения, распространяющейся от границы облака к его центру [2] (рис. 1).

Чтобы разобраться в этом вопросе подробнее, напомним основные сведения из газовой динамики о волнах разрежения.

Механизмы образования волн разрежения

— Габа, — сказал директор, — ты знаешь о Волне?

— Разве это Волна? — презрительно сказал негр.

— Вот когда в стартовую камеру войду я и Ламондуа нажмет пусковой рычаг, вот тогда будет настоящая Волна! А это вздор, зыбь, рябь!

Волны разрежения играют большую роль в газовой динамике. Они представляют собой нелинейные бегущие волны (волны Рима-

на) [3]. Типичные волны разрежения имеют передний фронт — голову и задний фронт — хвост, соединенные областью гладкого течения. Голова и хвост волны разрежения представляют собой поверхности слабого разрыва, на которых разрыв испытывают не сами газодинамические величины, а их производные. При этом голова и хвост волны разрежения распространяются по газу со скоростью звука.

Наряду с ударными волнами и контактными разрывами волны разрежения относятся к числу фундаментальных бегущих волн в газовой динамике. Они могут возникать в самых различных ситуациях, например, если резко открыть дверь или быстро снять крышку с горячего чайника. Однако все возможные механизмы образования волн разрежения в газовой динамике (рис. 2) можно получить из решения задачи Римана о распаде произвольного разрыва [4]. В газовой динамике решение этой задачи сводится к рассмотрению трех возможных конфигураций. При этом волны разрежения возникают только в двух из них (конфигурации «А» и «В»).

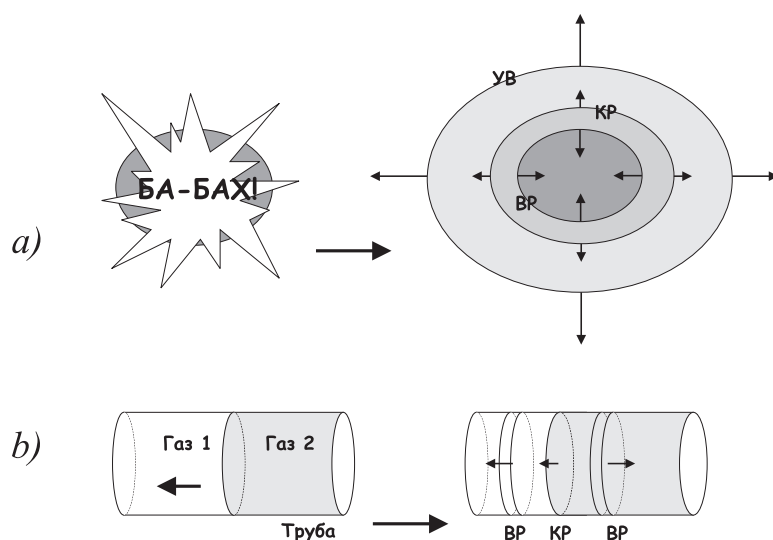


Рис. 2. Образование волн разрежения в результате «взрыва» (а) и «разбегания» газов (b)

Волны разрежения могут образовываться в результате «взрыва» (рис. 2, а). В этом случае в начальный момент времени соприкасаются два газа, в одном из которых резко повышается температура или

давление (см. приведенный выше пример с чайником). В результате распада такого разрыва в холодный газ начинает распространяться ударная волна (УВ), а в горячий газ — волна разрежения (ВР). В астрофизике такая ситуация реализуется, например, при вспышках сверхновых.

Второй основной механизм образования волн разрежения — «разбегание» газов (см. приведенный выше пример с резким открыванием дверей). В этом случае в начальный момент времени соприкасаются два газа, движущиеся друг от друга с противоположно направленными скоростями (рис. 2, b). В такой ситуации возникают сразу две волны разрежения, одна из которых распространяется в левый газ, а другая — в правый.

Близким примером подобного рода является задача о поршне. Представим себе трубу, заполненную газом. С одной стороны имеется перегородка (дно трубы), а с другой — поршень. Начнем двигать поршень с некоторой скоростью. Тогда в сторону газа будет распространяться волна разрежения. Именно таким образом система реагирует на образование пустоты в результате движения поршня. Этот пример можно понять и в рамках задачи о распаде разрыва, в которой роль одного из газов выполняет вещество поршня.

Для наших целей второй механизм образования волны разрежения более важен, поскольку с помощью него можно объяснить возникновение неоднородности коллапса протозвездных облаков.

Причина неоднородности — волна разрежения

— Все спасается, — сказал Камилл. — Все бежит. На вашем месте, Роби, я бы тоже бежал.
Идет Волна.

Как уже указывалось выше, возникновение и развитие неоднородности коллапса протозвездного облака связано с образованием на границе облака волны разрежения, распространяющейся в дальнейшем к центру. Механизм возникновения этой волны можно легко понять в рамках упомянутой выше задачи о поршне. Перейдем в систему отсчета, связанную с поршнем. В такой системе отсчета поршень будет покоиться, а газ приобретает некоторую скорость, направленную от поршня. В результате мы имеем следующую картину течения. В трубе от поршня в сторону газа распространяется волна разрежения. Голова этой волны распространяется по газу со скоростью звука, а хвост оканчивается на поверхности поршня (рис. 3).

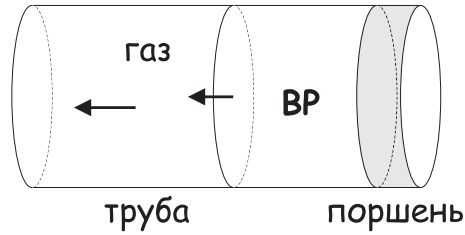


Рис. 3. Образование волны разрежения в задаче о поршне

Газ перед волной разрежения находится в первоначальном состоянии — остается однородным и движется от поршня с первоначально заданной скоростью.

В случае коллапса роль покоящегося поршня играет контактная граница между холодным плотным веществом облака и горячей разреженной внешней средой. Движение газа в противоположную от поршня сторону вызывается самогравитацией облака. Голова (фронт) волны разрежения распространяется по коллапсирующему газу со скоростью звука, а хвост оканчивается непосредственно на контактной границе облака с внешней средой. Фронт волны разрежения разбивает всю массу облака на две части. Во внутренней области вещество остается однородным и коллапсирует свободным образом (отсутствует градиент давления). Во внешней области формируются неоднородные профили плотности, скорости и других величин (рис. 1).

Сферически симметричный коллапс

— Я задержу вас еще на одну минуту. Вы видели Волну?

— Видел...

Рассмотрим гравитационное сжатие сферически-симметричного изотермического облака из заданного объема. Допустим, что в начальный момент времени вещество облака равномерно распределено по шару радиуса R_0 . Давление в облаке связано с плотностью уравнением состояния идеального газа при постоянной температуре $P = c_T^2 \rho$, где c_T — изотермическая скорость звука.

Первый этап сжатия характеризуется возникновением на границе облака волны разрежения и ее движением к центру. Граница R меж-

ду внутренней областью и областью волны разрежения движется по газу со скоростью звука c_T . С учетом движения газа уравнение для координаты R слабого разрыва можно записать в следующем виде:

$$\frac{dR}{dt} = v - c_T, \quad (2)$$

где $v = v(R, t)$ — скорость движения газа на фронте волны разрежения.

Поскольку волна разрежения непосредственно примыкает к области свободно коллапсирующего газа, то скорость v можно определить из решения задачи о свободном коллапсе:

$$v(r, t) = -\sqrt{\frac{8\pi G\rho_0}{3}} \frac{\sqrt{\eta}}{(1-\eta)^{3/2}} r, \quad (3)$$

где параметр η неявно определяется из уравнения

$$\sqrt{\frac{8\pi G\rho_0}{3}} t = \arcsin \sqrt{\eta} + \sqrt{\eta(1-\eta)}. \quad (4)$$

Параметр η играет роль «эффективного» времени. При монотонном возрастании t этот параметр также монотонно изменяется от 0 до 1. Значение $\eta = 1$ соответствует моменту времени свободного сжатия облака t_{ff} .

С учетом этих соотношений уравнение движения фронта волны разрежения (2) имеет следующее решение:

$$R(\eta) = R_0(1-\eta)(1 - \sqrt{6}\alpha \arcsin \sqrt{\eta}), \quad (5)$$

где

$$\alpha = \frac{c_T}{R_0\sqrt{4\pi G\rho_0}} = \sqrt{\frac{\varepsilon_t}{5}}, \quad \varepsilon_t = \frac{1}{E_g} \int_V P dV - \quad (6)$$

начальное отношение скалярного интеграла давления к модулю гравитационной энергии E_g облака.

Нетрудно определить критическое значение α_* , разделяющее два типа решения. Поскольку на рассматриваемом интервале изменения η максимальное значение функции $\arcsin \sqrt{\eta}$ равно $\pi/2$, то можно получить $\alpha_* = \sqrt{6}/(3\pi) \approx 0.26$. Критическому параметру α_* соответствует значение $\varepsilon_t^* = 10/(3\pi^2) \approx 0.34$.

При малых значениях $\varepsilon_t < \varepsilon_t^*$ (холодные облака) второй множитель в (5) на интервале $0 \leq \eta \leq 1$ положителен и время фокусировки

t_* (время, за которое радиус фронта волны разрежения R становится равным нулю) равно времени свободного сжатия t_{ff} . В этом случае коллапс протозвездного облака с течением времени выходит на автомодельный режим [5], поскольку с увеличением центральной плотности начальная плотность в облаке перестает влиять на распределение величин в области волны разрежения, непосредственно примыкающей к ее фронту. Происходит своеобразный эффект «забывания» начальных условий, и поэтому решение с течением времени будет определяться только двумя размерными константами — скоростью звука c_T и гравитационной постоянной G .

Для больших значений $\varepsilon_t > \varepsilon_t^*$ (горячие облака) волна разрежения фокусируется в центре за время, меньшее времени свободного сжатия облака t_{ff} . Нетрудно найти явное выражение для времени фокусировки в этом случае:

$$t_* = \frac{2}{\pi} \left(\frac{1}{\alpha\sqrt{6}} + \frac{1}{2} \sin \left(\frac{2}{\alpha\sqrt{6}} \right) \right) t_{ff}. \quad (7)$$

После отражения слабого скачка в облаке будет формироваться некоторый неоднородный профиль плотности. В результате на дальнейшее сжатие существенное влияние будет оказывать градиент давления. Этот случай может соответствовать квазистатическому сжатию горячих или поддерживаемых турбулентным давлением облаков.

Коллапс магнитных вращающихся протозвездных облаков

— В общем-то Волна смертельно опасна, — сказал он. — Беда в том, что физики никогда не знают заранее, как она будет себя вести...

Рассмотрим однородное замагниченное вращающееся протозвездное облако заданной массы, находящееся в равновесии по давлению с внешней средой. Будем считать, что в начальный момент времени облако пронизано однородным магнитным полем \mathbf{B}_0 , коллинеарным угловой скорости вращения $\mathbf{\Omega}_0$. В начальный момент времени на границе облака быстрая возникает МГД волна разрежения, распространяющаяся в дальнейшем к центру. Поверхность фронта этой волны разделяет всю массу коллапсирующего газа на две части. Во внутренней области плотность газа остается однородной. Это означает, что градиент давления отсутствует и коллапс происходит свободным образом. Кроме того, магнитное поле и угловая скорость также

остаются однородными. Поэтому во внутренней области течение характеризуется следующими соотношениями:

$$\rho(\mathbf{r}, t) = \rho(t), \quad \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = (0, 0, B(t)), \quad \Omega(\mathbf{r}, t) = \Omega(t), \quad (8)$$

$$v_r(\mathbf{r}, t) = H_r(t)r, \quad v_z(\mathbf{r}, t) = H_z(t)z. \quad (9)$$

При этом система уравнений самогравитирующей магнитной газодинамики сводится к системе обыкновенных дифференциальных уравнений для функций $\rho(t)$, $B(t)$, $\Omega(t)$, $H_r(t)$ и $H_z(t)$.

С учетом движения газа граница R переднего фронта волны разрежения определяется из решения уравнения

$$\frac{dR}{dt} = v(R, t) - u_f, \quad (10)$$

где величина

$$u_f = \left\{ \frac{c_T^2 + u_A^2}{2} + \frac{1}{2} [(c_T^2 + u_A^2)^2 - 4c_T^2 u_A^2 \cos^2 \theta]^{1/2} \right\}^{1/2} \quad (11)$$

определяет быструю магнитозвуковую скорость, θ — угол между вектором магнитного поля \mathbf{B} и вектором нормали \mathbf{n} в данной точке поверхности фронта, $u_A = B/\sqrt{4\pi\rho}$ — альфвеновская скорость.

Исследуем движение фронта волны разрежения только в продольном (вдоль координаты z) и поперечном (вдоль координаты r) направлениях. Обозначим соответствующие координаты поверхности слабого разрыва через R_{rf} и Z_{rf} . Следует отметить, что скорость магнитозвуковых волн u_f вдоль магнитных силовых линий меньше, чем в поперечном направлении. Однако на одинаковом расстоянии от центра облака из-за действия центробежных сил в радиальном направлении скорость газа будет меньше, чем в продольном. Поэтому для данного момента времени поверхность переднего фронта волны разрежения в магнитном вращающемся облаке может быть как вытянутой вдоль оси вращения, так и сплюснутой.

Точное аналитическое решение системы обыкновенных дифференциальных уравнений, определяющих динамику фронта волны разрежения в общем случае, получить не удастся. Поэтому эти уравнения были решены численно. Отметим, что решения этих уравнений зависят от трех параметров — ε_t , ε_m и ε_ω , характеризующих начальные отношения скалярного интеграла давления, магнитной энергии и энергии вращения к модулю гравитационной энергии соответственно. Имеет смысл отдельно рассмотреть случаи магнитного

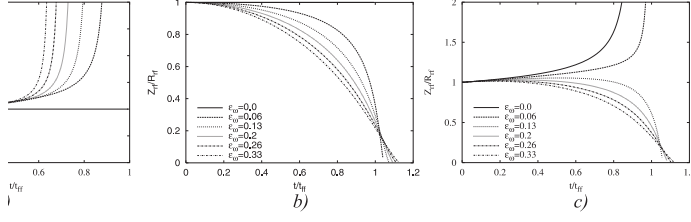


Рис. 4. Зависимость от времени степени уплощенности Z_{rf}/R_{rf} поверхности фронта волны разрежения в коллапсирующем магнитном невращающемся (а), вращающемся немагнитном (b) и магнитном вращающемся (с) протозвездном облаке соответственно

невращающегося облака $\varepsilon_\omega = 0$, вращающегося немагнитного облака $\varepsilon_m = 0$ и общий случай магнитного вращающегося облака $\varepsilon_m \neq 0$, $\varepsilon_\omega \neq 0$. Значение теплового параметра ε_t во всех случаях было равно 0.3, что меньше критического значения 0.34.

На рис. 4 показаны зависимости от времени отношения Z_{rf}/R_{rf} , характеризующего форму поверхности фронта волны разрежения. В невращающемся магнитном облаке (рис. 4, а) поверхность фронта волны разрежения вытянута вдоль магнитных силовых линий. Во вращающемся немагнитном облаке (рис. 4, b) поверхность фронта волны разрежения сплюснута вдоль оси вращения. Во вращающемся магнитном облаке (рис. 4, с) поверхность фронта волны разрежения может быть как сплюснутой, так и вытянутой вдоль оси вращения в зависимости от параметров модели.

С помощью численных методов нетрудно для заданного значения ε_t построить критическую кривую в пространстве параметров ε_ω и ε_m , на которой фокусировка волны разрежения в продольном и поперечном направлениях происходит одновременно. Эта кривая разделяет две области. В первой области эволюция волны разрежения (и в целом коллапс) проходит с доминирующей ролью вращения. Вблизи момента фокусировки поверхность фронта волны разрежения имеет сплюснутую вдоль оси вращения форму. Во второй области на динамику волны разрежения (и в целом на коллапс) более сильное влияние оказывает магнитное поле. В этом случае поверхность фронта волны разрежения имеет вытянутую вдоль оси вращения форму.

Сценарии коллапса магнитных вращающихся протозвездных облаков

Мы всегда торопимся... Нет времени осмотреться. Нет времени подумать. Нет времени разобраться – зачем и стоит ли? А потом появляется Волна. И мы опять торопимся...

После возникновения волны разрежения во внешней области коллапсирующего облака формируется некоторый неоднородный профиль плотности, скорости и магнитного поля. При этом из-за дифференциального вращения должна происходить генерация тороидального магнитного поля, способствующего перераспределению углового момента между центральными частями облака и его периферией. С помощью простых оценок можно получить критерии эффективности магнитного торможения вращения коллапсирующего протозвездного облака [6]. В кинематическом приближении (слабое магнитное поле и медленное вращение) магнитное торможение в неоднородной области эффективно, если

$$\varepsilon_m > \lambda\sqrt{\varepsilon_\omega}, \quad (12)$$

где λ — безразмерный параметр, близкий к единице. В квазистатическом приближении (сильное магнитное поле и быстрое вращение) магнитное торможение эффективно, если

$$\varepsilon_m > \lambda\sqrt{\varepsilon_\omega} \left(\frac{1}{2} \sqrt{\lambda^2 \varepsilon_\omega + 4(1 - \varepsilon_\omega)} - \frac{1}{2} \lambda\sqrt{\varepsilon_\omega} \right). \quad (13)$$

Эти два критерия определяют две критические кривые в пространстве параметров ε_ω и ε_m . Проанализируем эти критерии с точки зрения результатов исследования динамики волны разрежения.

На рис. 5 показаны критическая кривая, разделяющая два возможных режима эволюции волны разрежения, и критические кривые, определяющие эффективность перераспределения углового момента. Пересечения этих кривых дают четыре области, соответствующие четырем возможным сценариям МГД коллапса протозвездных облаков.

В области «А» вращение достаточно медленное, и поэтому оно слабо влияет на динамику коллапса. Сжатие облака проходит спокойно, без каких-либо бурных процессов. Фокусировка волны разрежения может привести к образованию биполярных выбросов, однако углового момента не хватает для генерации струи. На поздних

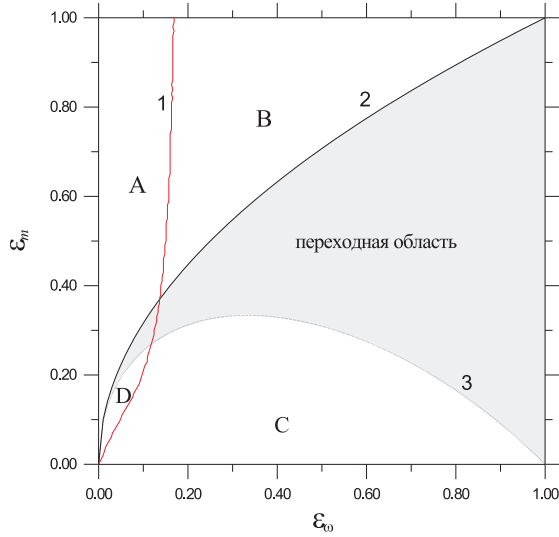


Рис. 5. Критические кривые на двумерной диаграмме $(\varepsilon_m, \varepsilon_\omega)$. Цифрой 1 обозначена критическая кривая, разделяющая два возможных режима эволюции волны разрежения. Цифрой 2 обозначена критическая кривая, соответствующая кинематическому пределу. Цифра 3 соответствует критической кривой в квазистатическом пределе

стадиях сжатия образуются магнитостатические сплюснутые вдоль магнитных силовых линий облака. Этот случай, по-видимому, соответствует медленно вращающимся протозвездным и молекулярным облакам.

В области «В» процесс сжатия облака также проходит очень спокойно. На поздних стадиях образуются магнитостатические конфигурации с небольшим влиянием вращения, которое с течением времени затухает. Этот случай также соответствует протозвездным и молекулярным облакам.

В области «С» в процессе сжатия облако быстро переходит в состояние центробежного равновесия. Роль магнитного поля слабая. В коллапсирующем облаке развивается процесс фрагментации. Это основной механизм отвода углового момента для таких облаков. Этот случай, по-видимому, имеет отношение к облакам-протоскоплениям и протогалактическим облакам.

В области «D» МГД коллапс проходит очень бурно. Фокусировка волны разрежения сопровождается генерацией интенсивных МГД волн и биполярных выбросов. Закрутка и коллимация выбросов может приводить к генерации струй. Выбросы могут освободить облако от лишнего углового момента — по-видимому, это главный механизм потери углового момента для таких облаков. Эта узкая область параметров, по-видимому, имеет отношение к процессу образования молодых звездных объектов.

Вместо заключения

— Черт возьми, за эти три часа мы узнали о Волне больше, чем за десять лет!

Волна разрежения, возникающая на ранних стадиях сжатия, не только позволяет объяснить неоднородность коллапса протозвездных облаков, но и сама по себе является хорошим инструментом для исследования этого астрофизического явления. В зависимости от соотношения между параметрами, характеризующими начальные магнитное поле и вращение в облаке, форма поверхности быстрой МГД волны разрежения может быть как вытянутой, так и сплюснутой вдоль оси вращения облака. Таким образом, можно выделить два сценария коллапса магнитных вращающихся протозвездных облаков — с доминирующей ролью электромагнитных и цетробежных сил соответственно. Поскольку форма волны разрежения является несферической, ее фокусировка и последующее отражение от центра может сопровождаться генерацией интенсивных нелинейных МГД волн, которые должны влиять на дальнейшую динамику коллапса протозвездных облаков. В частности, биполярные выбросы могут являться триггерами магниторотационного механизма генерации струйных истечений, наблюдаемых в молодых звездных объектах нулевого класса возраста.

Объединение результатов исследования эволюции волны разрежения в коллапсирующих протозвездных облаках с оценками эффективности перераспределения углового момента в неоднородной области позволяет построить самосогласованную классификацию сценариев МГД коллапса протозвездных облаков. Следует отметить, что эти, полученные в работе на основе полуаналитических методов, хорошо согласуются с результатами прямого численного моделирования коллапса магнитных вращающихся протозвездных облаков в рамках полутримерного и двумерного приближений.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования России и Правительства Челябинской области, а также при частичной финансовой поддержке гранта РФФИ № 02-02-17642.

Список литературы

1. *Larson R. B.* Numerical calculations of the dynamics of a collapsing proto-star // MNRAS. 1969. Vol. 145. P. 271.
2. *Дудоров А. Е., Жилкин А. Г.* Неавтомодельные режимы изотермического коллапса протозвездных облаков // ЖЭТФ. 2003. Т. 123. Вып. 2. С. 195.
3. *Ландау Л. Д., Лившиц Е. М.* Гидродинамика. М.: Наука, 1988.
4. *Рождественский Б. Л., Яненко Н. Н.* Системы квазилинейных уравнений и их приложения к газовой динамике. М.: Наука, 1968.
5. *Shu F. H.* Self-similar collapse of isothermal spheres and star formation // Astrophys. J. 1977. Vol. 214. P. 488.
6. *Дудоров А. Е., Сазонов Ю. В.* Научная Информация Астросовета АН СССР. 1983. Вып. 52. С. 29.

ИЗЛУЧЕНИЕ МЕЖЗВЕЗДНОЙ ПЫЛИ

Введение

Существование межзвездной пыли было доказано Трюмплером (R. Trumpler) в 1930 г. по ослаблению и покраснению света далеких звезд. Позднее была также обнаружена поляризация света звезд, вызываемая несферическими пылинками, ориентированными в некотором преимущественном направлении. В оптике пыль является в основном мешающим фактором, не позволяющим видеть многие интересные объекты и явления. Так, центр нашей Галактики заэкранирован пылью. В межзвездных облаках, являющихся ареной звездообразования, поглощение может достигать $\sim 100^m$ и более.

Но пыль для астрономов — это не только помеха, даже в оптике. Исследования межзвездного ослабления и поляризации света дают очень много полезной информации. Кроме того, как всякое нагретое тело, пыль излучает электромагнитные волны. Вблизи молодых звезд большой светимости и других мощных источников энергии температура пыли сравнительно велика, и она излучает в основном в ИК-диапазоне. Пик излучения холодной межзвездной пыли лежит в субмиллиметровом диапазоне длин волн. Наблюдения излучения пыли являются, в частности, важнейшим средством исследования областей звездообразования.

Теория

Анализ взаимодействия электромагнитного излучения с пылинками основан на теории рассеяния света малыми частицами. Поскольку в интересующем нас диапазоне длина волны $\lambda \gg a$ (размера частиц, $a \sim 0.1$ мкм), ниже мы рассмотрим только этот предел. Отметим, что вопросам интерпретации излучения пыли посвящено довольно много работ. Одна из первых и наиболее часто цитируемых — статья [1]. Эти вопросы рассмотрены также в работе [2].

© И. И. Зинченко, 2004

Из закона Кирхгофа излучательная способность среды связана с коэффициентом поглощения. Поэтому рассмотрим прежде всего характеристики поглощения излучения пылинками. В общем случае полная величина ослабления интенсивности излучения пылью складывается из истинного поглощения и рассеяния. Теория показывает, что на волнах $\lambda \gtrsim 10$ мкм сечение рассеяния много меньше сечения поглощения, $\sigma_{\text{sc}} \ll \sigma_{\text{abs}}$, причем с увеличением длины волны относительный вклад рассеяния быстро падает, поскольку

$$\sigma_{\text{sc}} \propto (a/\lambda)^4,$$

в то время как сечение истинного поглощения значительно медленнее уменьшается с ростом λ . Поэтому в дальнейшем мы будем рассматривать только истинное поглощение.

Сечение поглощения пылинки можно записать в виде

$$\sigma_{\text{abs}} = \pi a^2 Q_{\text{abs}}, \quad (1)$$

где Q_{abs} — фактор эффективности поглощения, который для сферических пылинок равен

$$Q_{\text{abs}} = \frac{24\pi a}{\lambda} \frac{\varepsilon''}{(\varepsilon' + 2)^2 + (\varepsilon'')^2}. \quad (2)$$

Здесь ε' и ε'' — действительная и мнимая части диэлектрической проницаемости вещества пылинок соответственно. Отсюда видно, что отношение Q_{abs}/a определяется только свойствами вещества пылинки и не зависит от ее размера. Поэтому мы можем записать

$$\sigma_{\text{abs}} = \frac{3Q_{\text{abs}}}{4a\rho} m_g = \kappa_m m_g, \quad (3)$$

где ρ — плотность вещества пылинки, m_g — масса пылинки, а κ_m — коэффициент поглощения на единицу массы:

$$\kappa_m = \frac{3Q_{\text{abs}}}{4a\rho}. \quad (4)$$

Таким образом, коэффициент поглощения пыли определяется ее массой в единичном объеме. Для оптической толщины пылевого облака получим [2]

$$\tau_d = \int_0^\infty n_g \sigma_{\text{abs}} dl = \kappa_m D, \quad (5)$$

где n_g — концентрация пылинок, а D — масса пыли в столбе единичного сечения:

$$D = \int_0^{\infty} n_g m_g dl . \quad (6)$$

В формулах (5), (6) пылинки считались одинаковыми, но это не принципиально. Можно было бы ввести интегрирование по размеру, конечный результат — то, что оптическая толщина определяется массой пыли на луче зрения, — от этого не зависит.

Коэффициент поглощения пыли κ_m зависит, однако, от частоты. Обычно эта зависимость описывается степенным законом, $\kappa_m \propto \nu^\alpha$, с показателем $\alpha = 1 \div 2$. Определение показателя α из наблюдений задача непростая, поскольку нужно учитывать, в частности, неизотермичность пыли. В субмиллиметровом диапазоне теория и большая часть наблюдательных оценок дают значения, близкие к $\alpha = 2$ (например, [3]).

Что касается абсолютных значений показателя поглощения, то здесь тоже имеется заметная неопределенность. Теоретические оценки для пылинок разного типа отличаются на порядки. Определение коэффициента поглощения из наблюдений основано обычно на оценках количества пыли на луче зрения из оптических данных. В последнее время наиболее приемлемыми считаются значения коэффициента поглощения, полученные в работах [3] и (для плотных облаков) [4]. Характерная величина $\kappa_m(\lambda = 1\text{mm}) \simeq (0.5 - 1) \text{ см}^2/\text{г}$.

Перейдем теперь к излучению пыли. Наблюдаемая интенсивность излучения оптически тонкого изотермичного пылевого облака с температурой T_d будет равна [2]

$$I(\nu) = [B(T_d, \nu) - B(T_{bg}, \nu)] \tau_d(\nu) , \quad (7)$$

где T_{bg} — температура фонового излучения (2.7 K). Плотность потока от такого облака, находящегося на расстоянии R , при $T_d \gg T_{bg}$ равна

$$S(\nu) \simeq B(T_d, \nu) \int \tau_d(\nu) d\Omega = \kappa_m(\nu) \frac{M_d}{R^2} B(T_d, \nu) . \quad (8)$$

Здесь M_d — полная масса пыли в облаке. В области частот, где справедливо приближение Рэлея—Джинса,

$$S(\nu) = \frac{2k\nu^2}{c^2} \frac{\kappa_m(\nu)M_d}{R^2} T_d \propto \nu^{3\div 4} . \quad (9)$$

Формулы (7) — (9) можно использовать для оценки столбцовой плотности и массы пыли в источнике, а поскольку отношение массы пыли к массе газа более или менее постоянно (~ 0.01), — то и полной массы. Стоит отметить, однако, что неизотермичность пыли может существенно повлиять на эти оценки [5].

Важное значение имеет анализ радиального распределения интенсивности излучения пыли в звездообразующих конденсациях, поскольку это распределение несет информацию о радиальных профилях плотности газа. Нетрудно показать [2], что если в сферически-симметричном облаке плотность пыли (и газа) меняется по закону $n(r) \propto r^{-\beta}$, а температура $T(r) \propto r^{-\gamma}$ (r — радиус), то в пределе (для бесконечного облака) поверхностная яркость зависит от прицельного параметра p , как $T_B(p) \propto p^{-(\beta+\gamma)+1}$. Краевые эффекты приводят к некоторым поправкам, которые обсуждались, например, в [6].

Остановимся теперь на вопросе о поляризации излучения пыли. Достаточно очевидно, что излучение ансамбля ориентированных несферических пылинок будет линейно поляризовано. Для степени поляризации можно получить выражение [2]

$$P_e(\lambda) \approx |S(\lambda)Q_A| \sin^2 \psi , \quad (10)$$

где ψ — угол между направлением распространения и осью ориентации,

$$S(\lambda) = \frac{\sigma_{\parallel} - \sigma_{\perp}}{2\sigma}, \quad \sigma = \frac{\sigma_{\parallel} + 2\sigma_{\perp}}{3} \quad (11)$$

$$Q_A = \frac{3 \langle \cos^2 \theta \rangle - 1}{2} , \quad (12)$$

σ_{\parallel} , σ_{\perp} — сечения поглощения для случаев, когда вектор \vec{E} параллелен и перпендикулярен оси симметрии пылинки соответственно; θ — угол между осью симметрии пылинки и осью ориентации. Параметр Q_A характеризует степень ориентации пылинок.

Вопрос о механизме ориентации пылинок в плотных облаках (да и вообще в межзвездной среде) пока является дискуссионным. Возможны различные механизмы ориентации пылинок. Однако в конечном счете осью ориентации практически всегда является направление магнитного поля, поскольку время прецессии в магнитном поле меньше других характерных времен (пылинки обладают небольшим

магнитным моментом вследствие наличия электрического заряда и пр.). Таким образом, исследования поляризации позволяют изучать структуру магнитного поля.

Для оценки напряженности магнитного поля по данным поляризационных измерений часто используется формула Чандрасекара—Ферми, которая связывает среднеквадратичное отклонение позиционного угла поляризации $\delta\phi$ со среднеквадратичным отклонением скорости газа вдоль луча зрения δv_1 (то есть с шириной линии) и с альвеновской скоростью v_A , которая зависит от магнитного поля B ($v_A = B/\sqrt{4\pi\rho}$, где ρ — плотность газа). В результате для оценки проекции магнитного поля на картинную плоскость получается выражение (например, [7])

$$B_p \simeq 0.5\sqrt{4\pi\rho} \frac{\delta v_1}{\delta\phi}. \quad (13)$$

Здесь 0.5 — эмпирический коэффициент.

Наконец, отметим, что, как показано в работах [8, 9], пылинки могут заметно излучать на сантиметровых волнах (за счет электродипольного механизма при вращении небольших пылинок, а также за счет флуктуаций намагниченности пылинок). Этим может объясняться недавно обнаруженное избыточное излучение Галактики в этом диапазоне, коррелирующее с тепловым излучением пыли.

Технические средства

Типичная температура межзвездной пыли $\sim 20 - 30$ К, и пик ее излучения лежит на волнах $\lambda \sim 100 - 200$ мкм. Более холодная пыль, которая присутствует в плотных облаках, излучает в основном на еще более длинных волнах. Но на волнах $\lambda \gtrsim 1 - 2$ мм интенсивность излучения пыли становится слишком мала и начинают доминировать другие виды излучения континуума. Исследования излучения холодной пыли поэтому проводятся в субмиллиметровом диапазоне, на волнах от ~ 100 до ~ 1000 мкм, при помощи высокочувствительных широкополосных приемников — болометров.

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

Пылевые облака являются протяженными источниками излучения, и сейчас в мире изготовлены и успешно используются решетки болометров, состоящие из нескольких десятков элементов. Пример такого инструмента (SIMBA), который используется на радиотелескопе SEST, представлен на рис. 1. SIMBA содержит 37 пикселей. Подобные решетки болометров используются также на радиотелескопах JCMT (SCUBA) и IRAM-30m (MAMBO). Последний инструмент содержит уже 117 пикселей. Ожидается, что в скором времени появятся решетки, содержащие до $10^4 - 10^5$ элементов.

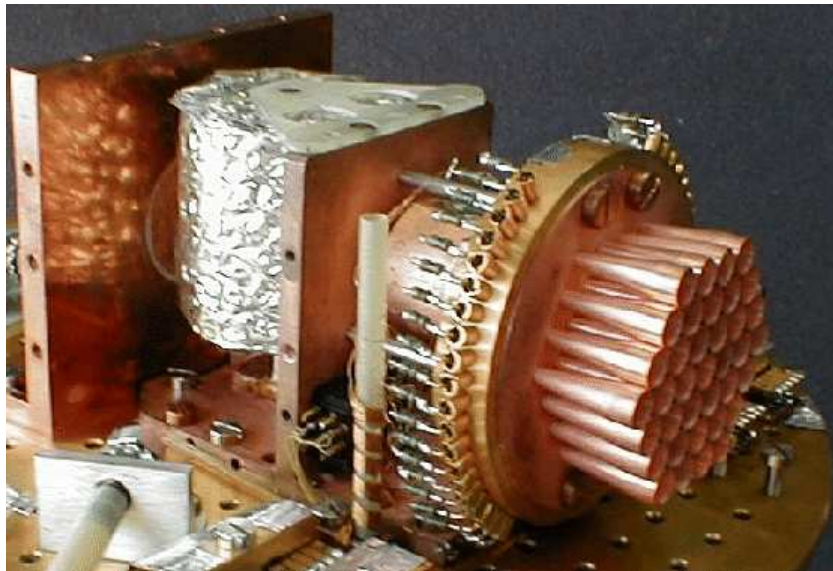


Рис. 1. Решетка болометров SIMBA, используемая на радиотелескопе SEST (рабочая длина волны $\lambda \sim 1.2$ мм)

Субмиллиметровые наблюдения с поверхности Земли затруднены сильным поглощением волн этого диапазона в атмосфере. Поэтому измерения ведутся на высокогорных или бортовых обсерваториях. Измерения в среднем ИК-диапазоне, где излучает более нагретая пыль, сосредоточенная вблизи молодых звезд, проводятся при помощи космических аппаратов.

Некоторые результаты

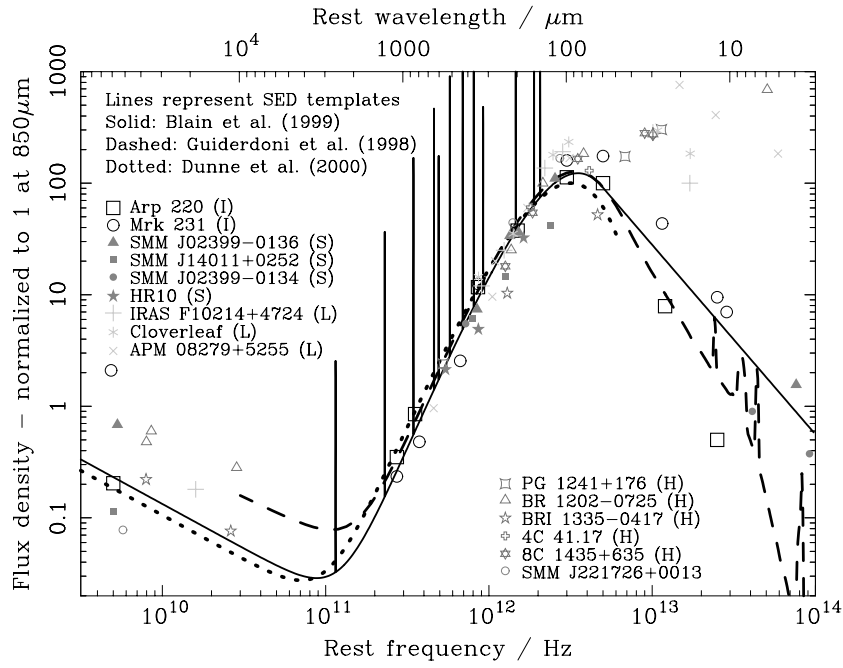


Рис. 2. Типичные (нормированные) спектры излучения субмиллиметровых галактик в диапазоне от радио до ИК волн [11]

Проведенные к настоящему времени наблюдения показывают, что карты неба в оптическом и в субмиллиметровом диапазонах сильно различаются. Так, например, субмиллиметровые источники в направлении богатого скопления галактик Abell 1835 ($z \approx 0.25$) практически не совпадают с оптически яркими галактиками этого скопления [12]. По крайней мере, часть из них отождествляется с гораздо более далекими фоновыми объектами (в частности, при $z = 2.56$), яркость которых еще усиливается за счет эффекта гравитационного линзирования.

Пыль и молекулы в областях звездообразования. Исследования строения и кинематики плотных межзвездных облаков обычно ведутся на основе наблюдений различных молекул. Однако распределения разных молекул часто сильно отличаются друг от друга. В темных холодных облаках это объясняется, вероятно, вымораживанием при определенных условиях некоторых молекул (включая CO) на пылинках [13]. Это приводит к уменьшению содержания этих молекул в центральных частях облаков. Для холодных облаков характерны также эффекты химического фракционирования, в частности увеличение относительного содержания некоторых изотопозамещенных молекул. В более теплых облаках также наблюдаются эффекты химической дифференциации (см., например, рис. 3), которые имеют, вероятно, иную природу. В данном примере распределение пыли близко к распределению CS и заметно отличается от распределения N_2H^+ (в отличие от холодных облаков).

В целом эти вариации химического состава приводят к тому, что исследования структуры облаков по наблюдениям молекул оказываются не всегда надежными. Пыль в этом смысле — гораздо лучший индикатор лучевой концентрации газа, поскольку, как отмечалось выше, отношение массы пыли к массе газа более или менее постоянно. Неопределенности здесь связаны в основном с неопределенностью температуры пыли, которая обычно не слишком велика. Сопоставление данных об излучении пыли и молекул помогает также получить надежные оценки относительного содержания молекул.

Радиальные профили плотности в звездообразующих конденсациях. Аналогичная проблема возникает при исследованиях радиальных профилей плотности в плотных звездообразующих конденсациях. Задача эта важна для выбора адекватной модели звездообразования, поскольку разные модели предсказывают разные зависимости плотности от радиуса. Корректное использование молеку-

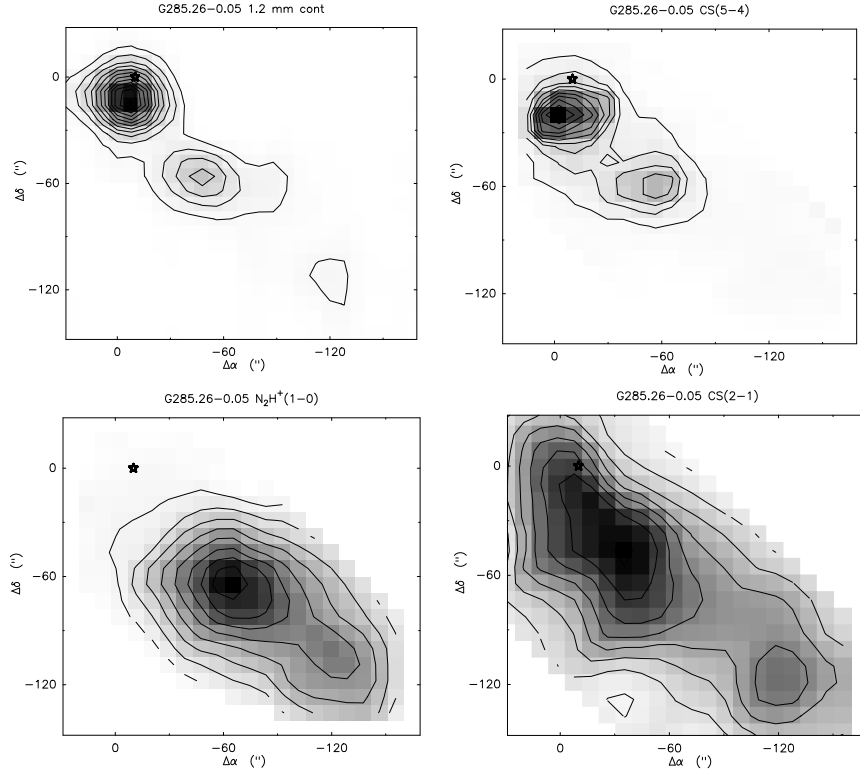


Рис. 3. Карты изофот излучения облака G285.26–0.05 в континууме $\lambda = 1.2$ мм (пыль), а также в линиях CS и N_2H^+ , полученные на радиотелескопе SEST. Звездочкой отмечено положение ИК-источника IRAS

лярных данных требует учета изменения содержания молекул и характеристик их возбуждения по радиусу. Для пыли основная неопределенность связана с градиентом температуры. Теоретические модели, однако, дают достаточно надежные оценки этого градиента. Анализ имеющихся результатов наблюдений излучения пыли от плотных сгустков в областях образования звезд как малой, так и большой массы приводит к оценкам показателя степенной зависимости плотности от радиуса в интервале от ~ 1.5 до ~ 2 [6, 14, 15]

Поляризация излучения пыли и магнитные поля в межзвездных облаках. Исследования поляризации излучения пыли в последние годы ведутся очень активно, как при помощи одиночных

антенн, так и на радиоинтерферометрах (например, [7]). Получены интересные данные о структуре магнитного поля в областях звездообразования (например, [16]). Оценки напряженности магнитного поля по формуле Чандрасекара—Ферми (13) дают величины от десятков мкГс до нескольких мГс, что, в общем, согласуется с ожидаемыми (из условия вмороженности магнитного поля) значениями. Выявлен интересный эффект антикорреляции степени поляризации и интенсивности излучения пыли (например, [17]), что может свидетельствовать об отсутствии ориентации пылинок в наиболее плотных частях облаков, хотя возможна и иная интерпретация (например, [18]).

Протопланетные диски. Одно из актуальных направлений работ, которое начинает сейчас активно развиваться, это поиск и исследование протопланетных дисков вокруг звезд. ИК-наблюдения дают информацию о сравнительно теплой пыли вблизи звезды, а в субмиллиметровом диапазоне можно изучать более протяженные холодные структуры (например, в работе [19] получены свидетельства существования таких холодных дисков, которые не были обнаружены в обзоре IRAS).

Перспективы

Быстрый прогресс в развитии приемной техники субмиллиметрового диапазона (как отмечалось, в недалеком будущем ожидается появление матриц высокочувствительных болометров с числом элементов до $10^4 - 10^5$) в сочетании с созданием новых наземных (ALMA — Atacama Large Millimeter Array) и космических обсерваторий открывает широкие возможности для дальнейших исследований излучения межзвездной и околозвездной пыли как в нашей, так и в других галактиках, в том числе на космологических расстояниях. Это позволит прояснить многие вопросы строения и эволюции галактик, межзвездной среды, протозвездных облаков и (прото)планетных систем.

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

Список литературы

1. *Hildebrand R. H.* The determination of cloud masses and dust characteristics from submillimetre thermal emission // *Quart. J. Roy. Astron. Soc.* 1983. Vol. 24. P. 267.
2. *Зинченко И. И., Кисляков А. Г.* Поиск и исследование конденсаций звездообразования в темных галактических туманностях // *Спектральные исследования космического и атмосферного излучения*. Под ред. А. Г. Кислякова. М.: ИПФ АН СССР, 1979. С. 34.
3. *Draine B. T., Lee H. M.* Optical properties of interstellar graphite and silicate grains // *Astrophys. J.* 1984. Vol. 285. P. 89.
4. *Ossenkopf V., Henning Th.* Dust opacities for protostellar cores // *Astron. Astrophys.* 1994. Vol. 291. P. 943.
5. *Пурогов Л. Е., Зинченко И. И.* Зависимость $\Delta V - L$ и вириальное равновесие плотных ядер молекулярных облаков // *Астроном. журн.* 1998. Т. 75. С. 14.
6. *Motte F., André P.* The circumstellar environment of low-mass protostars: A millimeter continuum mapping survey // *Astron. Astrophys.* 2001. Vol. 365. P. 440.
7. *Lai S.-P., Crutcher R. M., Girart J. M., Rao R.* Interferometric mapping of magnetic fields in star-forming regions. II. NGC 2024 FIR 5. // *Astrophys. J.* 2002. Vol. 566. P. 925.
8. *Draine B. T., Lazarian A.* Electric dipole radiation from spinning dust grains // *Ibid.* 1998. Vol. 508. P. 157.
9. *Draine B. T., Lazarian A.* Magnetic dipole microwave emission from dust grains // *Ibid.* 1999. Vol. 512. P. 740.
10. *Griffin M. J.* Bolometers for far-infrared and submillimetre astronomy // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A.* 2000. Vol. 444. P. 397.
11. *Blain A. W., Smail I., Ivison R. J. et al.* Submillimeter galaxies // *Physics Reports.* 2002. Vol. 369. P. 111.
12. *Ivison R. J., Smail I., Barger A. J., Kneib J.-P., Blain A. W., Owen F. N., Kerr T. H., Cowie L. L.* The diversity of SCUBA-selected galaxies // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 2000. Vol. 315. P. 209.
13. *Tafalla M., Myers P. C., Caselli P., Walmsley C. M., Comito C.* Systematic Molecular Differentiation in Starless Cores // *Astrophys. J.* 2002. Vol. 569. P. 815.
14. *Beuther, H., Schilke, P., Menten, K. M., Motte, F., Sridharan, T. K., Wyrowski, F.* High-Mass Protostellar Candidates. II. Density Structure from Dust Continuum and CS Emission // *Ibid.* 2002. Vol. 566. P. 945.

15. *Mueller, K. E., Shirley, Y. L., Evans II, N. J., Jacobson, H. R.* The Physical Conditions for Massive Star Formation: Dust Continuum Maps and Modeling // *Astrophys. J. Suppl.* 2002. Vol. 143. P. 469.
16. *Matthews B. C., Fiege J. D., Moriarty-Schieven G.* Magnetic Fields in Star-forming Molecular Clouds. III. Submillimeter Polarimetry of Intermediate-Mass Cores and Filaments in Orion B // *Astrophys. J.* Vol. 569. P. 304.
17. *Henning Th., Wolf S., Launhardt R., Waters R.* Measurements of the Magnetic Field Geometry and Strength in Bok Globules // *Ibid.* 2001. Vol. 561. P. 871.
18. *Wiebe D., Watson W. D.* Irregular Magnetic Fields and the Linear Polarization of Dust Thermal Emission // *American Astron. Soc. Meeting* 202. №. 29.02.
19. *Wyatt M. C., Dent W. R. F., Greaves J. S.* SCUBA observations of dust around Lindroos stars: evidence for a substantial submillimetre disc population // *MNRAS* 2003. Vol. 342. P. 876.

ГИДРОДИНАМИКА МНОГОФАЗНОЙ МЕЖЗВЕЗДНОЙ СРЕДЫ

Приведен обзор теплофизики, механики и результатов численного гидродинамического моделирования динамики многофазной межзвездной среды. The thermophysics, mechanics and the results of numerical hydrodynamic simulation of dynamics of multiphase interstellar matter are reviewed.

1. Представления о многофазном строении межзвездной среды и наблюдательные подтверждения.
2. Физические процессы, приводящие к образованию фаз.
3. Модели многофазной межзвездной среды:
 - бистабильная модель [1, 3],
 - 3-фазная модель [4, 5],
 - многофазная модель с числом фаз $N > 3$ [6],
 - многофазная модель с континуумом фаз [7, 8],
 - фрактальная модель [9].
4. Механизм разделения фаз. Тепловая неустойчивость в линейном приближении [1].
5. Негидродинамика многофазной среды. Диффузионные модели типа «реакция—диффузия» [10, 11, 12]. Агрегация кластеров в МЗС (рис. 1).
6. Технологии численного гидродинамического моделирования многофазной среды:
 - многожидкостное приближение [13, 14],
 - прямое моделирование (одножидкостное приближение):
 - лагранжев подход [15, 16],
 - метод контурной динамики [17],
 - проблемы и возможности эйлерова моделирования.
7. Гидродинамика многофазной среды:

- линейные волны: акустика многофазной среды,
 - нелинейные волны, приближение мгновенной релаксации к тепловому равновесию: тепловая неустойчивость на нелинейной стадии [18, 19],
 - нелинейные волны, среда вдали от равновесия: индуцируемая тепловой неустойчивостью турбулентность [20, 21, 22, 23, 24].
8. Влияние многофазности МЗС на динамику крупномасштабных движений среды.
- Столкновение и разрушение межзвездных облаков[○] [25, 26, 27].
 - Взаимодействие облаков с ударной волной[○] [28, 29].
 - Расширение остатков сверхновых в многофазной среде. Первые модели [5, 30, 31] и современные возможности численного моделирования[○] (рис.2, 3) [32].
 - Вертикальная структура газовых галактических дисков. Сверхоболочки[○] и «дымоходы» [33, 34, 35, 36, 37], галактические ударные волны[○] (Рис.4) [38, 39].
 - Взаимодействие межзвездного газа со спиральной волной плотности[○] [40, 41, 42]. Строение спиральных рукавов.

Пункты, отмеченные знаком [○], предполагают презентацию с использованием компьютерной анимации. С 01.02.2004 г. некоторые из компьютерных фильмов можно будет найти на сайте www.volsu.ru/keks/

Представляемые оригинальные результаты получены совместно с В. В. Королевым и М. А. Ереминым в рамках выполнения исследовательских проектов по конкурсным программам Минобразования РФ (проект Е02-11.0-39) и РФФИ (рег. номер 04-02-96500).

Рис. 1. Диффузионная агрегация плотной фазы на равновесном фоне

Рис. 2. Карты логарифма плотности по результатам 2-мерного численного моделирования расширения остатка сверхновой: слева — на однородном фоне (виден результат действия неустойчивости Рэлея—Тейлора на границе, разделяющей выброшенное при взрыве вещество сверхновой и выметаемый межзвездный газ); справа — для того же момента времени в среде с облаками. Невозмущенная концентрация межоблачного газа равна $n_0 = 0.1 \text{ см}^{-3}$, средняя невозмущенная концентрация в облаках $n_c = 12 \text{ см}^{-3}$, масса выброса $M = 10M_\odot$, энергия взрыва 10^{51} эрг, время измеряется в единицах 10^5 лет, расстояние — в парсеках

Рис. 3. Та же модель, что и для рис. 2 (правого), но на продвинутой стадии: справа — распределение плотности, слева — картина ударных и тангенциальных разрывов в тот же момент времени

Рис. 4. Вертикальная структура галактической ударной волны на стадии релаксации (слева) и в установившемся состоянии (справа): сверху — для числа Маха натекающего потока $M = 3$, газ течет слева направо; снизу — $M = 5$. Нетрудно видеть, что релаксация к гидростатическому равновесию за фронтом первичной ударной волны происходит через последовательность ударных волн

Список литературы

1. *Field G. B.* Thermal Instability //Ap.J.1965. Vol. 142. P. 531.
2. *Field G. B., Goldsmith D. W., Habing H. J.* Cosmic-ray heating of the interstellar gas // Astrophys. J. 1969. Vol. 115. P. L149.
3. *Biermann P., Kippenhahn R., Tscharnuter W., Yorke H.* Phase transition in the interstellar medium //Astron. Astrophys. 1972. Vol. 19. P. 113.
4. *Cox D. P., Smith B. W.* Large-scale effects of supernova remnants on the Galaxy: generation and maintenance of a hot network of tunnels // Astrophys. J. 1974. Vol. 189. P. L105.
5. *McKee C. F., Ostriker J. P.* A theory of the interstellar medium - Three components regulated by supernova explosions in an inhomogeneous substrate // Ibid. 1977. Vol. 218. P. 148.
6. *Korpi M. J., Brandenburg A., Shukurov A., Tuominen I., Nordlund A.* A Supernova-regulated Interstellar Medium: Simulations of the Turbulent Multiphase Medium // Ibid. 1999. Vol. 514. P. L99.
7. *Norman C. A., Ferrara A.* The turbulent interstellar medium: generalizing to a scale-dependent phase continuum // Ibid. 1996. V. 467. P. 280.
8. *Gazol A., Vazquez-Semadeni E., Sanchez-Salcedo F. J., Scalo J.* The Temperature Distribution in Turbulent Interstellar Gas // Ibid. 2001. Vol. 557. P. L121.
9. *Berkhuijsen E. M.* The Volume Filling Factor of the WIM //Lecture Notes in Physics. 1998. Vol. 506. The Local Bubble and Beyond, edited by D. Breitschwerdt, M. J. Freyberg, and J. Truemper. P. 301.
10. *Зельдович Я. Б., Пikelner C. Б.* Равновесие фаз и динамика газа с объемным нагревом и охлаждением // ЖЭТФ. 1969. Т. 29. С. 170.
11. *Дорошкевич А. Г., Зельдович Я. Б.* Контакт горячего и холодного газов и эволюция холодных облаков в межгалактической среде //ЖЭТФ. 1981. Т. 80. С. 801.
12. *Begelman M. C., McKee C. F.* Global Effects of thermal conduction on two-phase media // Astrophys. J. 1990. Vol. 358. P. 375.
13. *Нугматуллин Р. И.* Динамика многофазных сред. В 2-х тт. М.:Наука. 1987.
14. *Venkateswaran S., Lindau J. W., Kunz R. F., Merkle C. L.* Computation of Multiphase Mixture Flows with Compressibility Effects //Journal of Computational Physics. 2002. Vol. 180. P. 54.
15. *Trease H. E.* Three-dimensional Free-Lagrange hydrodynamics // Computer Physics Communications. 1988. Vol. 48. Issue 1. P. 39.

16. *Ritchie B. W., Thomas P. A.* Multiphase smoothed-particle hydrodynamics // MNRAS. 2001. Vol. 323. P. 743.
17. *Shin S., Juric D.* Modeling Three-Dimensional Multiphase Flow Using a Level Contour Reconstruction Method for Front Tracking without Connectivity // J. of Computational Physics. 2002. Vol. 180. P. 427.
18. *Меерсон Б. И., Сасоров П. В.* Нелинейная теория тепловой неустойчивости // ЖЭТФ. 1987. Т. 92. С. 531.
19. *Meerson B.* Nonlinear dynamics of radiative condensations in optically thin plasmas // 1996. Vol. 68. Iss. 1. P. 215.
20. *Ballesteros-Paredes J., Vazquez-Semadeni E., Scalo J.* Clouds as Turbulent Density Fluctuations: Implications for Pressure Confinement and Spectral Line Data Interpretation // Astrophys. J. 1999. Vol. 515. P. 286.
21. *Vazquez-Semadeni E., Gazol A., Scalo J.* Is thermal instability significant in turbulent galactic gas? // Ibid. 2000. Vol. 540. P. 271.
22. *Chapel D., Scalo J.* Multifractal Scaling, Geometrical Diversity, and Hierarchical Structure in the Cool Interstellar Medium // Ibid. 2001. Vol. 551. P. 712.
23. *Kritsuk A. G., Norman M. L.* Thermal instability-induced interstellar turbulence // Ibid. 2002. Vol. 569. P. L127.
24. *Sanchez-Salcedo F. J., Vazquez-Semadeni E., Gazol A.* The Nonlinear Development of the Thermal Instability in the Atomic Interstellar Medium and Its Interaction with Random Fluctuations // Ibid. 2002. Vol. 577. P. 768.
25. *Christie A.* Death in the Clouds. Collins Crime Club. London. 1935.
26. *Miniati F., Jones T. W., Ferrara A., Ryu D.* Hydrodynamics of cloud collisions in two dimensions: the fate of clouds in a multiphase medium // Astrophys. J. 1997. Vol. 491. P. 216.
27. *Еремин М. А.* Столкновение облаков в межзвездной среде // Тр. 33-й Международ. студ. науч. конф., 2–6 февр. 2004 г. Екатеринбург: Изд-во Урал. ун-та, 2004. С. 336.
28. *Xu J., Stone J. M.* The hydrodynamics of shock-cloud interactions in three dimensions // Astrophys. J. 1995. Vol. 454. P. 172.
29. *Patnaude D. J., Fesen R. A., Raymond J. C., Levenson N. A., Graham J. R., Wallace D. J.* An Isolated, Recently Shocked ISM Cloud in the Cygnus Loop Supernova Remnant // Astron. J. 2002. Vol. 124. P. 2118.
30. *Cowie L. L., McKee C. F., Ostriker J. P.* Supernova remnant evolution in an inhomogeneous medium. I - Numerical models // Astrophys. J. 1981. Vol. 247. P. 908.

31. *White R. L., Long K. S.* Supernova remnant evolution in an interstellar medium with evaporating clouds // *Ibid.* 1991. Vol. 373. P. 543.
32. *Korolev V. V., Kovalenko I. G.* Shocks in a 2-phase interstellar medium: 2D modeling // *Astron. Astroph. Trans.*2002. Vol. 21. P. 193.
33. *Christie A.* The Secret of Chimneys. John Lane The Bodley Head. London. 1925.
34. *Norman C. A., Ikeuchi S.* The disk-halo interaction - Superbubbles and the structure of the interstellar medium // *Astrophys. J.* 1989. Vol. 345. P. 372.
35. *Igumenshchev I. V., Shustov B. M., Tutukov A. V.* Dynamics of supershells - Blow-out // *Astron. Astrophys.* 1990. Vol. 234. P. 396.
36. *MacLow M., McCray R., Norman M. L.* Superbubbles blowout dynamics // *Astrophys. J.* 1989. Vol. 337. P. 141.
37. *García-Burillo S., Martín-Pintado J., Fuente A., Neri R.* SiO Chimneys and Supershells in M82 // *Ibid.* 2001. Vol. 563. P. L27.
38. *Walters M. A., Cox D. P.* Models of Vertical Disturbances in the Interstellar Medium // *Ibid.* 2001. Vol. 549. P. 353.
39. *Eremin M. A., Korolev V. V., Kovalenko I. G.* 3D structure of the galactic shock waves // *Astron. Astroph. Trans.*2002. Vol. 29. P. 1.
40. *Shu F. H., Milione V., Gebel W., Yuan C., Goldsmith D. W., Roberts W. W.* Galactic shocks in an interstellar medium with two stable phases // *Astrophys. J.* 1972. Vol. 173. P. 557.
41. *Marochnik L. S., Berman V. G., Mishurov Yu. N., Suchkov A. A.* Large-scale flow of interstellar gas in galactic spiral waves - Effects of thermal balance and self-gravitation // *Astrophys. Space Sci.* 1983. Vol. 89. P. 177.
42. *Tosaki T., Hasegawa T., Shioya Ya., Kuno N., Matsushita S.* Variation of Molecular Cloud Properties across the Spiral Arm in M 51 // *Publ. Astron. Soc. Jap.* 2002. Vol. 54. P. 209.

А. В. Миронов
Московский государственный университет,
Государственный Астрономический институт
им. П. К. Штернберга

БУДУЩИЕ КОСМИЧЕСКИЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ И ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ ЗВЕЗДНОЙ АСТРОНОМИИ

Звездная астрономия и ее достижения в XX в.

Звездная астрономия — это раздел астрономии, изучающий строение и развитие нашей звездной системы — Галактики по имени «Млечный Путь». Напомним основные положения, которые определяют место звездной астрономии в ряду астрономических дисциплин [1]. Звездная астрономия изучает не отдельные звезды, а *звездные населения*. Главной задачей звездной астрономии является исследование современного состояния Галактики, ее структуры, закономерностей движения материи в ней, взаимозависимостей различных характеристик объектов, составляющих Галактику.

Состояние Галактики определяется распределением в пространстве и движением *всех* составляющих ее элементов. Наблюдательные данные звездная астрономия черпает из звездных каталогов и результатов, полученных всеми другими разделами наблюдательной астрономии.

В настоящее время мы знаем, что основными элементами, составляющими Галактику, являются разнообразные звезды (одиночные, кратные, переменные, принадлежащие разным эволюционным последовательностям, находящиеся на разных стадиях эволюции), звездные скопления, коричневые карлики, планеты, диффузная материя, межзвездная среда и пр.

Поскольку звездная астрономия занимается изучением звездных населений, основным ее инструментом являются статистические методы. На основании имеющегося наблюдательного материала мы должны

- оценить полноту имеющегося статистического материала и попытаться учесть эффекты селекции наблюдений;

- выявить и оценить случайные и систематические ошибки наблюдений и измерений;
- сопоставить между собой различные характеристики (физические, геометрические, кинематические и пр.) изучаемых объектов и выявить связи между ними; эти связи могут выражаться формулами, диаграммами, функциями распределения и пр.;
- на основании видимой картины каждой исследуемой системы перейти к истинной картине.

Основным наблюдательным материалом для звездно-астрономических исследований являются:

- «геометрические» данные: точные положения α и δ ; собственные движения μ_α, μ_δ ; лучевые скорости V_r ; параллаксы π : тригонометрические, фотометрические, спектральные, цефеидные (определяемые по зависимости «период-светимость»), статистические;
- физические характеристики: видимый блеск m в различных фотометрических системах (m_V, m_B , и др.); температура поверхности (спектральный класс или истинный показатель цвета); видимый показатель цвета; распределение энергии в спектре; светимость (абсолютная звездная величина M); размер d видимый (угловой) и истинный (линейный); масса и средняя плотность.

Отметим, что излучение небесных объектов подвержено воздействию многих искажающих факторов. Главнейшими из них являются ослабление излучения земной атмосферой и межзвездное поглощение (покраснение) излучения.

В XX столетии астрономия создала целый набор каталогов, в которых содержались различные сведения о звездах и звездных системах и межзвездной материи. На основании этих сведений в минувшем веке был получен ряд важнейших результатов, которые привели к правильному пониманию размеров и места Млечного Пути во Вселенной. В XX в. фактически была открыта наша Галактика.

Вот основные результаты, полученные классической звездной астрономией:

- обнаружено движение Солнца среди звезд, определены его направление и скорость;
- обнаружено вращение Галактики и определены его характеристики;

- оценено расстояние от Солнца до центра Галактики;
- оценено полное число звезд в Галактике;
- обнаружено межзвездное поглощение света;
- определены основные параметры закона межзвездной экстинкции;
- обнаружена сплюснутость Галактики;
- обнаружены спиральные ветви Галактики;
- для рассеянных и шаровых звездных скоплений:
 - оценены расстояния разными способами;
 - выявлена общая структура скоплений: в них можно выделить ядро, промежуточную зону и корону;
 - построены диаграммы ГР и сделан ряд важных выводов об эволюции этих систем и составляющих их звезд;
 - построены функции светимости; ранее они простирались только до звезд, имеющих $M < 7^m$, но в самых последних работах для некоторых шаровых скоплений функция светимости построена до предела ядерных реакций; для звезд с большим дефицитом металлов он соответствует $M_V \approx 13^m$. По звездам в ближайших окрестностях Солнца сделана оценка, что для звезд с нормальным химическим составом этот предел близок к $M_V \approx 15^m$.

Новейшие каталоги

В последнем десятилетии XX в. арсенал звездно-астрономических каталогов существенно пополнился. Остановим наше внимание только на нескольких важнейших работах.

На Морской обсерватории США (United States Naval Observatory), той самой, которая выпускает знаменитые астрономические ежегодники Nautical Almanach, был выполнен самый объемный каталог звезд. Его версии (последовательно) назывались USNO-A0, USNO-A1 и USNO-A2, а совсем недавно появилась последняя версия USNO-B1.

Каталог USNO-A2.0, последний из серии «А», содержит 526 230 881 звезду. Каталог был построен путем создания оцифрованных изображений фотографических пластинок трех фотограfi-

ческих обзоров неба. Он содержит прямые восхождения и склонения с точностью примерно 250 mas, а также «голубые» и «красные» звездные величины. Данных о собственных движениях в каталогах USNO серии A нет.

Каталог USNO-B1 является существенно новой версией каталогов Морской Обсерватории. Он содержит уже 1 042 618 261 объект (звезды и галактики) и основан на оцифрованных изображениях нескольких фотографических обзоров неба. Каталог содержит прямые восхождения и склонения с точностью порядка 200 mas, собственные движения и оценки звездных величин. Очевидно, что звездные величины, полученные фотографическим путем, имеют низкую точность и содержат различные случайные и систематические ошибки. Каталог занимает 80 Гбайт. Необходимые для исследования области могут быть загружены из сети Интернет.

В период с 1989 по 1993 г. Европейским Космическим Агентством был осуществлен космический эксперимент *Hipparcos* [6], подготовка к которому велась много лет. В результате этого эксперимента были составлены два каталога. Собственно каталог *Hipparcos* содержит 118 218 звезд. Он полон до звездной величины $V = 7.3$. В каталоге приведены разнообразные результаты измерений, важнейшие среди которых — экваториальные координаты (точность определения координат, заявленная авторами, составляет 1–3 mas), собственные движения, тригонометрические параллаксы и звездные величины в оригинальной широкополосной фотометрической системе. *Hipparcos* впервые получил массовые определения параллаксов с относительной точностью лучше чем 10 %.

В каталог *Hipparcos* вошли объекты, наблюдавшиеся по заранее составленному списку. Но по наблюдениям в рамках той же программы составлен и другой каталог, в который вошли все объекты, зарегистрированные фотоэлектрическим фотометром, предназначенным специально для поиска всех объектов в поле зрения. В описании эксперимента это устройство именуется «sky mapper», то есть «картограф неба». По данным, полученным sky mapper'ом, были составлены две версии каталога, носящего имя *Tycho* в честь великого датского астронома Тихо Браге.

Каталог *Tycho-1* содержит положения и двухцветную (в синей и визуальной полосах) фотометрию для одного миллиона звезд. Что-

Для звезд от северного полюса мира до склонения -30° использовались синие и красные карты Паломарского Атласа [2]. Для более южных звезд сканировались пластинки обзоров SRC-J survey [3] и ESO-R survey [4, 5].

бы получить надежные собственные движения, были дополнительно привлечены данные из астрографического каталога «Карты неба» (*Astrographic Catalogue: Carte du Ciel*), на основе которого в ГАИШ под руководством В. В. Нестерова был создан однородный 4-миллионный каталог звезд. Результатом явился АСТ-RC: *Опорный Тихо-каталог* (*Astrographic Catalogue — Tycho Reference Catalogue*), содержащий собственные движения для 988,758 звезд [7]. Сотрудники ГАИШ А. В. Кузьмин и К. В. Куимов сыграли в создании АСТ Reference Catalogue определяющую роль. Фотометрические ошибки средних звездных величин в каталоге Tycho около 0.02 mag, а ошибки индивидуальных определений могут превышать даже несколько десятых звездной величины.

Вторая версия Тихо-каталога *Tycho-2* [8] явилась результатом сотрудничества между Обсерваторией Копенгагенского университета и Морской Обсерваторией США. В Копенгагене повторно обрабатывали наблюдательные данные со спутника *Hipparcos*. В результате удалось добиться точности положений в 10–100 mas и увеличить число объектов до 2.5 млн. В Морской Обсерватории США были вычислены собственные движения этих звезд путем использования 140 различных астрометрических каталогов.

Упомянем еще о двух важных каталогах.

Завершен наземный инфракрасный обзор неба на длине волны около 2 мкм: двухмикронный обзор 2MASS [9]. Организацией, осуществлявшей руководство проектом, был Массачусетский университет (США). Получены данные о 470 992 970 источниках. Точность оценки положений около 100 mas.

Наряду с фотометрией *Hipparcos* наивысшая точность каталожных фотометрических измерений была достигнута при создании Тянь-Шаньского WBVR каталога (ГАИШ МГУ) [10]. Среднеквадратическая погрешность звездных величин в полосах *B* и *V* составляет в этом каталоге примерно 0.0035 mag. Всего измерено более 13 000 ярких звезд северного неба в четырех спектральных интервалах.

GAIA

Несмотря на перечисленные успехи, ни один из новых каталогов, равно как и вся их совокупность, все же не достаточны для решения главной задачи звездной астрономии. Прежде всего нам недостает достоверных сведений о расстояниях и движениях объектов в объеме пространства, в котором находилась бы достаточно репрезента-

тивная выборка основных населений Галактики. Эта задача может быть выполнена, если успех будет сопутствовать самому грандиозному космическому проекту — «Мать-Земля», по-гречески Гея или Гайя.

Срок запуска космического аппарата Gaia намечен на 2010–2012 гг. Эксперимент должен будет выполняться в течение 5 лет. В результате выполнения проекта Gaia предполагается получить следующее [11]:

- **каталог:** 1 млрд звезд; 340 тыс. до $V = 10^m$; 26 млн до $V = 15^m$; 250 млн до $V = 18^m$; 1 млрд до $V = 20^m$; полнота каталога — до 20^m ;
- **плотность объектов на небе:** средняя плотность $\approx 25\,000$ звезд на квадратный градус; максимальная плотность при регистрации — 3 млн звезд на квадратный градус;
- **средняя ошибка тригонометрических параллаксов:** $4\,\mu\text{as}$ для $V = 10^m$; $11\,\mu\text{as}$ для $V = 15^m$; $160\,\mu\text{as}$ для $V = 20^m$;
- **относительная точность определения расстояний:** для 21 млн объектов — лучше 1 %; для 46 млн — лучше 2 %; для 116 млн — лучше 5 %; для 220 млн — лучше 10 %;
- **точность определения тангенциальных скоростей:** для 44 млн объектов — лучше, чем 0.5 км/с; для 85 млн — лучше, чем 1 км/с; для 210 млн — лучше, чем 3 км/с; для 300 млн — лучше, чем 5 км/с; для 440 млн — лучше, чем 10 км/с;
- **точность определения лучевых скоростей:** 1–10 км/с для $V = 16^m$ – 17^m , в зависимости от спектрального класса;
- **фотометрия:** до 20^m в 4-цветной широкополосной и 11-цветной среднеполосной фотометрических системах с точностью для $V = 15^m$ порядка $0.^m001$.

Для достижения этих, кажущихся фантастическими, параметров предполагается запустить космический корабль с тремя телескопами на борту. Корабль должен свободно вращаться вокруг своей оси (как это делал *Hipparcos*) и сканировать небесную сферу. Период вращения будет составлять 3 часа. Два больших телескопа, с зеркалами размером 1.7×0.7 м, фокусным расстоянием 50 м и полем зрения 0.32 квадратного градуса должны осуществлять астрометрическую программу. Телескопы будут развернуты друг относительно друга на угол 106° и одновременно регистрировать два участка небесной сферы. В их фокальных плоскостях будут установлены ПЗС приемники,

состоящие более чем из 200 ПЗС-матриц каждый. Приемники будут работать в режиме TDI (time delay integration). Это режим, при котором звезда во время экспозиции движется вдоль строки ПЗС-матрицы с некоторой скоростью, и с той же самой скоростью ведется «переливание» заряда из одного пиксела в соседний. Режим обеспечивает интегрирование заряда по всей строке и позволяет повысить предел обнаружимости объекта и фотометрическую точность. Кроме астрометрических матриц в фокальных плоскостях пары больших телескопов будут установлены ПЗС-фотометры, которые призваны осуществлять 4-цветную широкополосную фотометрию.

Питающей оптикой третьего телескопа будет зеркало размером 0.75×0.7 м. В его фокальной плоскости устанавливаются спектрограф для определения лучевых скоростей и 11 ПЗС-фотометров, с помощью которых будет проводиться соответственно 11-цветная фотометрия в среднеполосной системе. Положения полос широкополосных и среднеполосных фотометров пока еще уточняются. Полосы будут лежать в спектральном диапазоне от 280 до 1000 нм. Спектрограф будет регистрировать спектр в области 850–875 нм.

Если заявленная точность измерений будет достигнута, то это будет означать, что мы сможем измерить звезды со светимостями и на расстояниях, показанных в табл. 1 и 2.

Можно ли достичь желаемой точности?

Понятно, что определение координат и параллаксов с микросекундной точностью — это беспрецедентная по сложности задача. Однако теоретически она разрешима.

Предельная точность, с которой может быть определено направление на точечный источник света определяется корпускулярно-волновой природой электромагнитного излучения. Пусть идеальный телескоп, имеющий диаметр входного зрачка D , строит дифракционное изображение в фокальной плоскости, а идеальный приемник регистрирует точное положение каждого приходящего фотона в дифракционной картине. Для монохроматического излучения с длиной волны λ главный максимум дифракционной картины имеет радиус порядка λ/D радиан. Если N — полное число фотонов, зарегистрированных в изображении источника, то теоретически достижимая угловая точность будет порядка $(\lambda/D) \times N^{-1/2}$ радиан. Если принять, что $D \sim 2$ м, а $\lambda \sim 0.5$ мкм, то величина $\lambda/D \sim 0.05$ угловой секунды. Чтобы достичь астрометрической точности

Т а б л и ц а 1. ГАЙЯ. Расстояния для заданной относительной ошибки параллакса как функция абсолютной звездной величины (и соответствующей величины V). $N(\text{HIP})$ – количество звезд в каталоге Hipparcos с данной относительной точностью. $N(\text{GAIA})$ – количество звезд, ожидающиеся в обзоре ГАЙЯ

σ_π/π	$N(\text{HIP})$	$N(\text{GAIA})$	M_V	V	$d(\text{пк})$
< 0.1 %	0	0.7×10^6	0	7	270
			5	12	270
			10	15	100
			15	17	25
< 1 %	188	21×10^6	-5	7	2700
			0	12	2700
			5	15	1000
			10	17	270
			15	20	100
< 10 %	22396	220×10^6	-5	12	27000
			0	15	10000
			5	17	2700
			10	20	1000

порядка $10 \mu\text{as}$, необходимо, чтобы положение дифракционной картины было определено с точностью в $1/5000$ от характерного размера ее главного максимума. Отсюда следуют два очевидных вывода. Во-первых, необходимо накопить около 25 млн фотонов, чтобы подавить статистический шум, а во-вторых, необходим самый тщательный учет многочисленных погрешностей измерений.

Авторы проекта Gaia считают, что оба требования выполнимы. Обратим внимание только на некоторые технические предосторожности, предусматриваемые в проекте.

Орбита. Спутник на околоземной орбите периодически попадает в области земной тени и полутени. В результате изменяются температурные условия, что, безусловно, приводит к необходимости учета большого количества трудноизмеримых эффектов. Чтобы избежать этого, космический аппарат Gaia предполагается запустить не на околоземную, а на околосолнечную орбиту. Чтобы корабль всегда находился сравнительно недалеко от Земли, его предполагают поместить в область около точки либрации L2. Эта точка находится с противосолнечной стороны на линии, соединяющей Солнце и Землю, и удалена от Земли на расстояние около полутора миллио-

Т а б л и ц а 2. ГАЙЯ. Предельная видимая величина и расстояние для звезд с относительной ошибкой параллакса менее чем 10 % (без учета межзвездной экстинкции) В последней колонке указан ограничивающий фактор: d – расстояние, G – абсолютная звездная величина

M_V [mag]	Типы звезд	$\langle V - I \rangle$ [mag]	V_{lim} [mag]	V_{lim} [mag]	d_{lim} (пк)	Огранич. фактор
-5	O V	-0.3	12.2	12.2		
	B0-G0 Ib	до			27000	d
	все Ia и Ia0	4.7	12.2	8.5		
0	A0 V	0.01	15.0	15.0	10000	d
	K3 III	1.19	15.2	14.7	11000	d
5	G5 V	0.8	17.6	17.3	3300	d
10	M2 V	2.0	20.3	19.2	1150	d
	DB	0.0	19.7	19.7	870	d
15	M7 V	3.0	22.5	20.6	320	d
	DG	0.8	21.3	21.0	180	G
17	M8 V	3.2	23.1	21.0	170	G
20	Коричневые карлики	4.5	24.5	21.0	80	G

нов километров, на котором гравитационные силы Солнца и Земли уравниваются. Тело, помещенное в точку L2, находится в состоянии неустойчивого равновесия. Тем не менее существуют такие «квази-периодические» орбиты, находясь на которых тело перемещается в ограниченных пределах около точки L2 и обращается вокруг Солнца вместе с Землей. В проекции на небесную сферу такое тело описывает кривую типа фигур Лиссажу. Космический аппарат Gaia предполагается вывести на такую орбиту, на которой угол Солнце–Земля–корабль всегда будет менее 15° .

Учет хроматизма. Хотя телескопы на корабле Gaia будут полностью зеркальными, дифракционные эффекты от остаточных аберраций будут приводить к малым хроматическим смещениям дифракционного максимума. Обычно в оптических системах этим эффектом пренебрегают, однако он уже учитывался при редукциях измерений в проекте *Hipparcos*, и тем более, он важен для эксперимента Gaia. Хроматическое смещение изображения зависит от положения звезды в поле зрения и от распределения энергии в ее спектре (от показателя цвета звезды, но не от ее звездной величины!). Поэтому либо конструкция оптической системы должна обеспечивать сниже-

ние таких хроматических смещений изображения до уровня ниже, чем заданная окончательная точность, либо должно быть показано, что эти эффекты можно учесть на стадии обработки данных. В частности, важнейшей целью проведения широкополосной фотометрии является получение информации о цвете каждого объекта в астрометрическом поле, чтобы иметь возможность определить хроматическое смещение в процессе обработки данных на Земле. Ожидается, что хроматические смещения будут достигать $100\text{--}150\ \mu\text{as}$, а их учет снизит эту ошибку до нескольких десятков μas по всему полю зрения.

Регулировка оптики. Чтобы поддерживать качество оптики во время нахождения корабля на орбите и устранить ее разрегулировку, которая может произойти в период запуска, предусматривается специальный механизм корректировки положения вторичных зеркал, имеющий пять степеней свободы (два наклона и три сдвига). Амплитуда корректировочных перемещений будет составлять несколько десятков микрон.

Итак, как сейчас предполагается, Gaia измерит около 1 млрд звезд и произведет «Всегалактическую перепись» (включая и некоторых соседей Млечного Пути). Будут определены трехмерные координаты, кинематические параметры и многоцветная фотометрия.

Российский проект «Лира»

Здесь уместно задать вопрос: что же, Gaia решит все проблемы астрофизики и звездной астрономии? Увы, нет! При всей грандиозности этого проекта останется еще немало «белых пятен» и темных мест. Укажем лишь на одну причину.

Все фотометрические полосы в эксперименте Gaia лежат в самой ближней ультрафиолетовой, визуальной и ближайшей инфракрасной областях спектра. Это обусловлено выбором оптики телескопов и спектральными свойствами принятых ПЗС-приемников. Вызывает сожаление, что технические характеристики измерительных систем, предусматриваемые проектом Gaia, не будут регистрировать ультрафиолетовое излучение, скажем, в области максимума на кривой закона межзвездной экстинкции, который приходится на диапазон 210–230 нм. В этом смысле фотометрическую систему Gaia нельзя считать оптимальной.

Когда-то в конце 60-х гг. прошлого уже XX в. коллектив астрономов из Вильнюса, руководимый Витаутасом Страйжисом, разработал оптимальную фотометрическую систему для наземных наблюдений. Известно, что изучение распределения энергии в спектрах звезд с поверхности Земли ограничено окнами прозрачности земной атмосферы. Вильнюсская система во многих случаях позволяет проводить спектральную классификацию звезд чисто фотометрическими средствами при наличии мешающего воздействия межзвездного поглощения излучения. Однако привязанность ее к окнам прозрачности приводит к тому, что часто не удается с нужной степенью точности и надежности восстановить по фотометрическим данным функцию распределения энергии в спектре звезды и освободить собственную спектрально-энергетическую кривую звезды от влияния межзвездного покраснения.

В настоящее время в связи с развитием космической техники перед астрономами стоит задача разработки новой оптимальной фотометрической системы, предназначенной для решения задач классификации звезд и исследования межзвездной материи, полосы которой расположены во всем оптическом диапазоне излучения: в области длин волн от нескольких нанометров до десятков микрометров. Есть основания считать, что такая фотометрическая система будет лучше справляться с задачами, которые были поставлены при создании системы Страйжиса.

В конце прошлого века группа астрономов ГАИШ МГУ предложила дешевый фотометрический космический проект, предусматривающий получение информации примерно о 40 млн звезд до 15 величины в 10–12 фотометрических полосах, расставленных так, чтобы добиться получения максимума астрофизической информации. Проект, получивший название «Лира», был включен в список экспериментов, предусматриваемых к исполнению на российском модуле Международной космической станции (МКС). К сожалению, до сих пор финансирование проекта не открыто, и разработка аппаратуры пока не производится. Тем не менее в ГАИШ продолжают работы по расчету оптимальной фотометрической системы для внеатмосферной фотометрии. В частности, недавно было показано [12], что для исследования межзвездного поглощения света оптимальными являются полосы, расположенные в ультрафиолетовом участке спектра около длин волн 190, 220 и 350 нм. Мы надеемся, что российские космические проекты еще будут осуществлены и займут достойное место в ряду достижений мировой астрономии.

Список литературы

1. Куликовский П. Г. Звездная астрономия. М.: Наука, 1978.
2. Lund J. M., Dixon R. S. A User's Guide to the Palomar Sky Survey // Publ. ASP. 1973. 85. P. 230.
3. White G. J. The Limiting Magnitude of the ESO-B and SRC-J Sky Survey // Proc. Astron. Soc. of Australia. 1977. Vol. 3. P. 128.
4. Holmberg E. B., Lamberts A., Schuster H. E., West R. M. The ESO/Uppsala survey of the ESO(B) atlas of south sky. Part I and Part II // Astron. Astrophys. Suppl. Ser. 18. 1974. P. 463.
5. West R. M. The ESO Sky Surveys // Astronomy with Schmidt-type Telescopes: Proc. of the 78th. Colloquium of the Intern. Astron. Union. Asiago, Italy, Aug. 30–Sept. 2, 1983. / Ed. Massimo Capaccioli; D. Reidel Publ. Co., Dordrecht, Holland; Boston, 1984.
6. The Hipparcos and Tycho Catalogues // ESA SP-1200. 1997. Vol. 1–17.
7. Hog E., Kuzmin A., Bastian U. et al. The TYCHO Reference Catalogue // Astron. Astrophys. 1998. Vol. 335. P. L65.
8. Hog E., Fabricius C., Makarov V. V. et al. The Tycho-2 catalogue of the 2.5 million brightest stars // Ibid. 200. Vol. 355. P. L27.
9. Cutri R. M., Skrutskie M. F., van Dyk S. et al. 2MASS All-Sky Catalog of Point Sources // VizieR On-line Data Catalog: II/246. 2003.
10. Корнилов В. Г., Волков И. М., Захаров А. И. и др. Каталог WBVR-величин ярких звезд северного неба // Тр. ГАИШ. М.: Изд-во МГУ, 1991. Т. 63.
11. GAIA. Composition, Formation and Evolution of the Galaxy // ESA-SCI(2000)4. 2000.
12. Ambartsoumian A. R., Mironov A. V., Zakharov A. I. Ultraviolet Passbands for a Space Multicolour Photometric System // Baltic Astr. 2003. Vol. 12. P. 269.

В. В. Мусцевой, С. С. Храпов,
Н. М. Кузьмин, А. В. Севостьянов
Волгоградский государственный университет

АККРЕЦИОННО-СТРУЙНЫЕ СИСТЕМЫ: ИСТОРИЯ, РЕЗУЛЬТАТЫ, ПЕРСПЕКТИВЫ

Введение

Как показали наблюдения последних 15–20 лет, аккреционно-струйные системы достаточно широко распространены в астрофизике. В них реализуется ситуация, когда падающее на гравитирующий центр вещество образует быстровращающийся диск, одновременно с этим характерным видом течения — дисковой аккрецией — присутствует отток газа (outflows) в виде струйных выбросов, происходящих в направлениях, перпендикулярных плоскости симметрии диска и, как правило, биполярных. В струях чаще всего наблюдаются яркие излучающие узлы, а оканчиваются они ярким объектом, представляющим собой ударную волну большой интенсивности (bow shock), образованную вторжением существенно сверхзвукового выброса в окружающую аккреционно-струйную систему среду (рис. 1). Головная часть джетов поэтому оказывается окруженной коконом горячего и сильно турбулизованного газа, прошедшего через этот ударный фронт.

К аккреционно-струйным системам относятся протозвездные и молодые звездные системы с джетами, релятивистские струи из двойных систем, подобных SS-433, джеты в окрестностях активных ядер галактик и, возможно, протяженные джеты из радиогалактик.

Нам представляется, что наиболее интересные для численного моделирования аккреционно-струйные системы — протозвездные и молодые звездные объекты. Это обусловлено тем, что их наблюдают на наиболее ранней стадии эволюции, когда в них еще присутствуют все возможные компоненты — компактное ядро, создающее ньютоновский гравитационный потенциал, околозвездный диск аккрецирующего вещества, окружающая среда достаточно высокой плотности, расширяющаяся в этой среде со сверхзвуковой скоростью ударная оболочка и расположенный внутри последней существенно

© В. В. Мусцевой, С. С. Храпов, Н. М. Кузьмин, А. В. Севостьянов, 2004

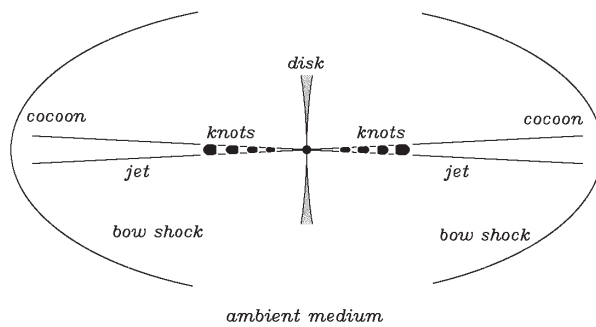


Рис. 1. Схематическое изображение типичной аккреционно-струйной системы

сверхзвуковой высококоллимированный биполярный струйный выброс газа с регулярно расположенными в нем излучающими узлами. Кроме того, эти объекты вполне адекватно описываются аппаратом механики сплошных сред, не отягощенным такими усложняющими факторами, как слабая столкновительность, сравнимое с газовым давлением излучения, сверхкритическая аккреция и релятивистские эффекты.

Исторически сложилось так, что изучение динамики молодых звездных систем начиналось в двух направлениях — с исследования линейной стадии развития гидродинамической неустойчивости в струях (как правило, плоских, цилиндрических, или, в редких и исключительных случаях, постоянного угла раствора) и численного нелинейного моделирования этого процесса либо с численного моделирования возбуждения головной ударной волны (bow shock), возникающей при вторжении сверхзвуковой струи в однородную невозмущенную окружающую среду околозвездного облака. Это было связано с относительно слабыми возможностями приборов, из-за чего наблюдались только наиболее яркие объекты, а именно излучающие узлы в струях и головные части внешних ударных волн в расширяющихся оболочках.

Развитие средств наблюдательной астрономии и, в частности, вывод на орбиту космической обсерватории им. Хаббла привело к воз-

возможности наблюдения указанных объектов в различных спектральных диапазонах с недоступным ранее высоким разрешением. С другой стороны, быстрая эволюция вычислительной техники и технологии численного нелинейного моделирования сделали возможными вполне корректное решение задач в также недоступных ранее постановках, учитывающих различные усложняющие факторы и их взаимодействие.

В частности, это привело к достаточно бурной эволюции представлений авторов настоящей статьи об эволюции протозвездных и молодых звездных объектов, о чем и пойдет речь далее.

Неустойчивость Кельвина – Гельмгольца и резонансно-акустические моды джетов

Уже первые исследования устойчивости космических струй показали, что в них развивается неустойчивость Кельвина – Гельмгольца на сдвиге скорости между веществом струи и окружающей ее средой [1–3]. При этом развивается как осесимметричная (пинчевая) мода, так и неосесимметричные (винтовые) с различным индексом симметрии m (числом рукавов винтовой спирали на поперечном срезе струи). Очень быстро затем пришло осознание того факта, что струя представляет собой волновод, в котором наряду с указанными выше основными модами должны существовать и их высшие гармоники, различающиеся числом нулей возмущенных величин по радиусу струи. Как оказалось, при отвечающих наблюдаемым параметрах джетов для таких гармоник развитие неустойчивости происходит значительно интенсивнее, чем для основных мод. При этом обусловленные ими излучающие узлы характеризуются объемным, а не поверхностным заполнением, что хорошо согласуется с наблюдениями.

Механизм неустойчивости отражательных гармоник подробно анализировался в [4–7]. В его основе лежит открытый в 1957 г. Майлсом и Рибнером эффект сверхотражения [8–9]: звуковая волна, падающая на поверхность тангенциального разрыва с перепадом скорости $\Delta V > c_1 + c_2$, где c_1 и c_2 — скорости звука по разные стороны от разрыва, может отражаться от него с усилением по амплитуде. При этом существуют углы падения, называемые резонансными, для которых коэффициент отражения обращается в бесконечность из-за того, что в прошедшей волне поток энергии направлен к разрыву. Последнее означает, что сверхзвуковой разрыв спонтанно излуча-

ет звуковые волны. Понятно, что если испытывая сверхотражение волна имеет возможность возвращаться к разрыву, то есть если в потоке присутствует параллельная разрыву отражающая поверхность, то энергия такой волны будет нарастать во времени в волноводном слое между разрывом и акустическим экраном, что и представляет собой неустойчивость. Как показано в [10–13], сглаживание скачка скорости не только не устраняет усиление волн, но и приводит к появлению новых неустойчивых мод (так называемые «дразиновские моды»), связанных с излучением энергии из критического слоя, в котором скорость потока и скорость фазы волны вдоль нее совпадают, — эффект, обратный затуханию Ландау [14].

Влияние гравитации центрального тела на неустойчивые моды струй

Хотя анализу устойчивости джетов посвящено уже сравнительно большое число работ, где рассматриваются достаточно сложные и подчас весьма экзотические модели (см., например, [15–17]), остался ряд нерешенных принципиальных вопросов. Так, например, хотя практически все наблюдаемые струйные выбросы конические, теоретических работ по устойчивости астрофизических струй с постоянным углом раствора практически нет. Исключение составляет работа [18], однако в ней равновесные градиенты термодинамических параметров вещества струи никак не привязываются к гравитационному полю источника выброса. В то же время понятно, что зарождение и рост возмущений, создающих впоследствии наблюдаемую крупномасштабную волновую структуру джетов, происходит во внутренних, близких к источнику выброса областях, где влияние гравитации центрального объекта на моды джетов может оказаться существенным. Кроме того, как правило, струйные выбросы наблюдаются в таких объектах, где одновременно с ними присутствует дисковая аккреция на массивное центральное тело. Вопрос о возможности взаимного влияния неустойчивых мод джетов и глобальных неустойчивых мод аккреционных дисков при формировании наблюдаемых регулярных структур также не обсуждался, хотя в протозвездных объектах, например, струи и диски погружены в достаточно холодную и плотную атмосферу, теоретически способную передавать такое взаимное воздействие.

Ранее нами были построены равновесные стационарные модели сверхзвуковых конических струй с постоянным углом раствора, находящихся в балансе по давлению с окружающей средой в поле тяжести центрального массивного объекта [19–21], и было показано, что параметры течения в таких струях не произвольны, а однозначно определяются параметрами окружающей среды. Отметим, что последнее заставляет усомниться в возможности широкой распространенности таких струй.

Проведенное нами в рамках предложенной модели исследование устойчивости показало, что учет гравитации приводит к появлению дополнительных неустойчивых мод струи — волноводно-резонансных внутренних гравитационных с аналогичным описанному в предыдущем пункте механизмом раскачки, обусловленным сверхотражением волн этого типа от границ струи. Кроме того, в сравнении с однородным вдоль струи случаем существенно меняется закон дисперсии возмущений.

Проведенный анализ позволяет сделать следующие выводы.

1. В высококоллимированной конической сверхзвуковой струе наиболее вероятно резонансное развитие первой отражательной ($n = 1$) гармоники акустической пинч-моды ($m = 0$).

2. Указанная мода сверхзвуковая, что позволяет предполагать возможность ее эволюции в ударную волну с геометрией, отвечающей данным наблюдений [22–27], а именно с пространственной периодичностью узлов $\lambda_r \simeq (1 - 4)d$, где d — диаметр джета на данном радиусе, и с объемным, а не поверхностным заполнением излучающих узлов.

3. Излучающие узлы, созданные обсуждаемой модой, будут локализованы на участке вдоль струи с протяженностью, равной примерно 2–4 расстояниям от источника выброса до ближайшего к нему узла.

4. Основная гармоника первой винтовой моды $m = 1$ не должна разрушать струю, поскольку обусловленные ей возмущения быстро сносятся вдоль струи; при этом из-за градиентных эффектов, вызываемых полем тяготения источника выброса, для этих возмущений нарушается условие резонансного сверхотражения тем сильнее, чем дальше от источника они уходят, в силу чего их рост должен быстро выходить на стадию насыщения на не слишком значительных амплитудах.

5. Формирование периодически расположенных излучающих узлов в струях из-за резонансного развития первой отражательной ($n = 1$) гармоники акустической пинч-моды ($m = 0$) должно приводить к образованию системы конических ударных волн в окружающей среде вокруг джетов; в случае $m \neq 0$ конусы Маха, возбуждаемые ближайшими от источника выброса излучающими узлами, способны, в принципе, в свою очередь порождать в аккреционном диске систему ударных волн, интенсивно отводящих наружу угловой момент вещества диска.

6. Установление единой глобальной системы ударных волн через возбуждаемые излучающими узлами конусы Маха в окружающей среде и их волновой отклик в аккреционном диске малого угла раствора способно синхронизировать излучающие узлы в противоположно направленных джетах, то есть приводить к одинаковой пространственной периодичности узлов даже при различной морфологии этих джетов.

Влияние внешнего нагрева и динамического охлаждения высвечиванием на резонансно-неустойчивые моды струй

Дальнейшая логика исследований потребовала учета еще одного усложняющего фактора — внешнего нагрева излучением звезды и динамического охлаждения высвечиванием. Последний эффект рассматривался в работе [28], но в модели цилиндрической струи, однородной вдоль оси симметрии. В то же время понятно, что зарождение и рост возмущений, создающих впоследствии наблюдаемую крупномасштабную волновую структуру джетов, происходит во внутренних, близких к источнику выброса областях, где влияние гравитации центрального объекта и создаваемых ею градиентов равновесных термодинамических параметров и скорости на моды джетов может оказаться существенным.

Проведенный нами линейный анализ позволяет сделать следующие выводы.

1. Конические выбросы вещества, находящиеся в поле ньютоновского гравитационного потенциала и подобные наблюдаемым в целом ряде молодых звездных объектов, неустойчивы относительно резонансно-волноводного развития широкого спектра пинчевых и винтовых акустических и энтропийных мод.

2. Интенсивное динамическое охлаждение высвечиванием полностью подавляет все акустические моды, существенно усиливает неустойчивую поверхностную моду Кельвина — Гельмгольца, приводит к затуханию волноводно-резонансных энтропийных мод, распространяющихся относительно вещества струи от источника выброса, и, наоборот, значительно усиливает неустойчивость таких мод, распространяющихся к источнику.

3. Указанное усиление имеет характер радиативно-диссипативной неустойчивости мод отрицательной плотности энергии.

4. Характерное время роста амплитуды таких неустойчивых мод крайне слабо зависит от угла раствора струи в широком диапазоне углов.

5. За формирование наблюдаемых регулярных структур в космических джетах из молодых звездных объектов в случае интенсивного охлаждения высвечиванием могут быть ответственны только поверхностные неустойчивые моды Кельвина — Гельмгольца и медленные (распространяющиеся по веществу струи к источнику) волноводно-резонансные энтропийные моды. Скорости этих мод вдоль границ струи превышают характерную скорость звука в окружающей атмосфере, что позволяет предполагать возможность их эволюции в ударные волны.

6. В коротковолновой области ($kr \simeq 30-50$), примерно соответствующей наблюдаемому пространственному распределению излучающих узлов, характерные времена нарастания амплитуды всех энтропийных мод и поверхностной моды очень близки, поэтому развитие неустойчивости какой-либо из них будет, по всей видимости, определяться начальными возмущениями в струе; кроме того, очень вероятна интерференция таких мод.

Проведенное нами численное нелинейное моделирование полностью подтверждает все эти выводы.

Эруптивные выбросы как механизм формирования излучающих узлов и высокоскоростных джетов

Все проведенное выше рассмотрение относится к наиболее популярной среди теоретиков модели струй, находящихся в балансе по давлению с окружающим газом. При построении равновесных мо-

делей мы делаем вывод, что последнее требование, с учетом влияния гравитационного поля источника выброса, накладывает крайне жесткие ограничения на равновесные параметры таких струй, что заставляет усомниться в их повсеместной распространенности. Вместе с тем существует альтернативная точка зрения о том, что излучающие узлы джетов обусловлены не развитием гидродинамических неустойчивостей в непрерывных струях до стадии ударных волн, а являются ударными волнами, возникающими при вторжении в окружающую среду отдельных сгустков газа, квазипериодически выстреливаемых из ядра протозвезды (эруптивные выбросы) [29—35]. Ранее мы уже представляли здесь результаты численного нелинейного моделирования методом крупных частиц сверхзвукового выброса порции вещества из ядра протозвезды, окруженного степенной атмосферой и диском вращающегося газа. Было показано, что выброс создает в атмосфере ударную волну, формирующую расширяющуюся оболочку, достигающую поверхности диска. Откликом на эту оболочку в диске является ударная волна, наклоненная под малым углом к плоскости симметрии диска. Значительное понижение давления из-за быстрого расширения оболочки приводит внутри нее к сложной системе возвратных течений, коллимирующих газ к оси симметрии системы, и к формированию вокруг ядра быстро вращающейся воронки, образованной веществом диска. Во внутренней области воронки возникает долгоживущий торообразный вихрь, образующий сопло «Лавала», выбрасывающее вдоль оси симметрии системы газ из оболочки ядра протозвезды и внутренних областей диска. Совокупное действие всех этих эффектов приводит к образованию высококоллимированных сверхзвуковых биполярных струйных истечений с периодически расположенными вдоль них узлами — сгустками газа. Несмотря на простоту используемой модели, возникающая в нашем моделировании глобальная структура течения сходна с морфологией наблюдаемых протозвездных объектов.

Каскадное развитие «начальный выброс — тор — торнадо — джет» — закономерная эволюция аккреционно-струйной системы

Сравнительно слабые возможности используемых нами компьютеров не позволили нам ранее продлить эксперименты до больших времен, а также учесть в моделировании нагрев и охлаждение вы-

свечиванием. Преодоление этих трудностей привело к ясному осознанию закономерных этапов эволюции аккреционно-струйных систем.

i) Введение и постановка задачи. В данном пункте мы представляем результаты численного нелинейного моделирования процесса ударного расширения оболочки на ранней стадии существования молодой массивной звезды и формирования туманностей, подобных туманности Mz3 «Муравей» (см. [36—38]). Мы предполагаем, что формирование туманностей типа Mz3 начинается, когда в молодом звездном объекте из-за «включения» термоядерных реакций скачком увеличиваются давление и температура и происходит выброс порции вещества в окружающее звезду газовое облако. В силу наличия околос звездного тора выброс распространяется в направлении оси симметрии системы. Этот сверхзвуковой выброс создает мощную ударную волну в окружающей зародыш звезды среде.

Рассмотрение проводим в сферической системе координат. Среду моделируем идеальным газом. Полагаем гравитационное поле сферически симметричным, с центром, совпадающим с началом координат. Таким образом, гравитационным воздействием околос звездного диска пренебрегаем. Учитываем возможность охлаждения газа вы свечиванием и его нагрева внешним излучением.

Радиальные зависимости равновесных параметров системы имеют степенной вид:

$$p \propto r^{-5/2}, \quad \rho \propto r^{-3/2}, \quad \varepsilon \propto r^{-1}, \quad (1)$$

где p — давление; ρ — плотность; ε — внутренняя энергия газа. Функция охлаждения из работ [28, 39] аппроксимировалась сплайнами.

Поставленная задача решалась методом численного моделирования по схеме TVD. Нами было проделано более двадцати серий моделирования, различающихся параметрами начального выброса. Моделирование проводилось в плоскости $r - \theta$ сферической системы координат, и предполагалось, что модель симметрична относительно оси симметрии, а в половине серий экспериментов, кроме того, что модель симметрична еще и относительно плоскости диска. Распределение радиальной скорости начального выброса по θ -координате задавалось в виде гиперболического косинуса либо функции Гаусса. На рисунках и слайдах во время доклада мы приводим наиболее характерные результаты для всех проведенных серий численных экспериментов, показывая векторное поле скоростей, угловую скорость вращения и плотность вещества в реальных пространственных координатах в разрезе, проходящем через ось симметрии системы.

ii) *Обсуждение результатов.* Структура течений внутри оболочки, образованной ударной волной, является очень сложной. Наряду с прошедшей в околозвездный диск и отраженной внутрь оболочки ударными волнами присутствует также иерархическая структура короткоживущих и долгоживущих вихрей, отражающих тенденцию к турбулизации вещества. Остановимся, поэтому, на наиболее существенных моментах, проливающих свет на причины формирования наблюдаемых туманностей.

Прежде всего на основании двух десятков серий экспериментов можно утверждать, что эволюция течений внутри оболочки подразделяется на три характерных и закономерных этапа.

I. На первом этапе вещество первоначального выброса, обладающее значительно более высоким давлением, чем в окружающей его среде, и уже создавшее ударную оболочку, начинает расширяться по широтному углу, обтекая эту плотную оболочку, из-за чего приобретает угловой момент, ориентированный по φ -координате (рис. 2,а).

II. На втором этапе, хотя оболочка уже распространилась далее по радиусу, указанное вещество, приобретшее угловой момент, образует торообразный вихрь (рис. 2,б). Этот долгоживущий вихрь формируется внутри оболочки над самой внутренней частью диска. Внутренняя поверхность вихря образует сопло Лаваля (конфигурация конфузور-диффузор), и именно в нем происходит ускорение газа до сверхзвуковых скоростей.

Важно отметить, что движение ускоряемого газа и вращающегося вещества в вихре сонаправлены, из-за чего градиент скорости от сопла к вращающемуся газу мал, поэтому такая конфигурация не размывается неустойчивостью Кельвина — Гельмгольца.

В результате этого процесса во всех указанных сериях экспериментов внутри оболочки формируется узкая сверхзвуковая вращающаяся струя, образованная из вещества диска, затягиваемого внутрь оболочки торообразным вихрем. Именно с формированием таких сверхзвуковых струй мы связываем заострение головной части (а в последующем — грушевидную форму) оболочек.

Струя догоняет оболочку, вторгаясь в ее газ, создает внутреннюю ударную волну, передает энергию головной части оболочки и ускоряет ее.

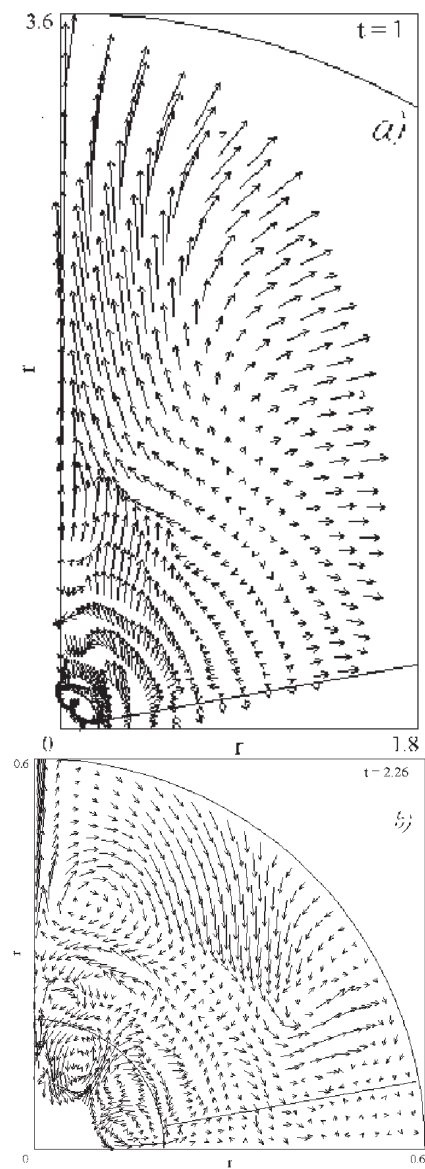


Рис. 2. Проекция вектора скорости на плоскость $r - \theta$

III. На третьем этапе выброшенное через сопло Лавала вращающееся вещество струи под действием центробежной силы оттекает от оси симметрии тем дальше, чем дальше оно от центра симметрии системы. В результате оно образует смерчеподобную воронку вокруг оси симметрии, и эта воронка, в свою очередь, затягивает вещество и выбрасывает его в сторону оболочки (эффект торнадо). Существенно, что это выброшенное смерчем вещество диска «надстраивает» воронку. Таким образом, описанное течение является самоподдерживающимся. Поэтому, хотя к этому времени торообразный вихрь уже распадается, генерация струи продолжалась во всех сериях экспериментов до конца моделирования.

Крайне важно, что описанный гидродинамический механизм формирования струй посредством развития каскада «выброс — тор — торнадо» основывается исключительно на выполнении закона сохранения момента импульса и поэтому должен иметь место для любых аккреционно-струйных систем. Наличие же других дополнительных факторов — магнитные поля и т. д. — способно его модифицировать, но не устранить.

Достаточно интересным эффектом является и наблюдавшийся в сериях с односторонним выбросом прогиб аккреционного диска и его смещение вдоль оси симметрии в направлении, противоположном начальному выбросу. Этот эффект обусловлен, очевидно, импульсом, передаваемым веществу диска прошедшей в него ударной волной, создаваемой ударной волной оболочки. Во внутренней околозвездной области в данной ситуации, напротив, основная доля вещества диска затягивается в оболочку в направлении начального выброса, из-за чего в реальных объектах должен резко уменьшаться темп аккреции. Вероятно, аналогичный эффект будет наблюдаться и не при одностороннем, а вообще, при несимметричном выбросе.

Сильно вытянутая форма оболочки, наблюдавшаяся во всех сериях на больших временах, очень напоминает морфологию головных ударных волн в молодых звездных объектах с джетами (таких, как, например, HH1/HH2). Вероятно, именно так эти объекты и образуются на более поздних, чем рассмотренные нами, стадиях эволюции молодой звезды.

В результате этого процесса происходит значительный разогрев головной части оболочки. Поскольку давление в этой части и окружающих ее областях достаточно быстро выравнивается, плотность в головной части оболочки соответственно значительно уменьшается, что визуальнo на рисунках воспринимается как тенденция к проры-

ву оболочки. Однако, как показывает наше моделирование, такого прорыва не происходит даже на очень больших временах.

В случае одностороннего выброса и тонкого диска ударная волна проходит через околозвездный диск и создает ударную волну — оболочку — в противоположной относительно начального выброса полусфере. Форма этой оболочки несколько иная (практически параболическая). Как представляется, некоторые несимметричные туманности могут возникать именно таким образом.

iii) Основные выводы. Проведенный нами анализ позволяет сделать следующие выводы:

1. Результаты численного моделирования однозначно свидетельствуют о том, что в струю попадает вещество диска, обладающее угловым моментом.
2. Если в силу некоторых причин происходит не биполярный, а односторонний выброс вещества, то вызванная им ударная волна проходит через диск и формирует ударную волну (оболочку) с другой стороны диска.
3. Закономерностью при высоких начальных скоростях выброса является значительное удлинение головной части оболочки, что является характерным для многих молодых звездных объектов.
4. Численное моделирование показывает, что закономерностью является то, что формирование струи обусловлено наличием долгоживущего торообразного вихря, в котором происходит вращение газа как вдоль средней линии тора, так и вокруг нее.
5. Закономерностью является образование провала плотности на фронте оболочки между ее головной частью и остальными частями оболочки.
6. Филаменты (светящиеся газовые волокна) могут быть обусловлены неоднородностью рассеяния или поглощения излучения центральной звезды на газопылевой оболочке головной ударной волны из-за неоднородности распределения плотности на фронте оболочки (см. тез. Севостьянова в настоящем сборнике).

Нерешенные проблемы

Здесь мы приводим круг вопросов (и соответственно задач) логически вытекающих из результатов наших предыдущих исследований, которые мы планируем разрешить в ближайшем будущем.

1. Что происходит с оболочкой, струей и излучающими узлами, когда ударная оболочка выходит за край околозвездного диска?

2. Как поведет себя обусловленная эффектом «торнадо» (явно неравновесная по давлению) струя, если возбуждать ее малыми возмущениями?

3. Интуитивно понятно, что при включении термоядерных реакций из-за коллимации околозвездным тором (не говоря уже о возможном влиянии дипольного магнитного поля ядра) просто обязан произойти биполярный сверхзвуковой выброс вещества. Как это посчитать в достаточно корректной постановке?

4. Необходимы расчеты обсуждаемой стадии эволюции аккреционно-струйных систем, отличных от молодых звездных объектов. В частности, это пролило бы свет на причины формирования наблюдаемой морфологии SS-433 и радиоджетов и конусов ионизации в окрестностях активных ядер галактик.

Завершая обсуждение, следует сделать вывод об однозначной необходимости рассмотрения самосогласованных моделей аккреционно-струйных систем, поскольку исключение из рассмотрения хотя бы одной компоненты системы радикально изменяет всю физическую картину ее эволюции.

Храпов С. С. признателен администрации Волгоградского госуниверситета за предоставленный грант молодых ученых 08-2003-A/ВолГУ.

Список литературы

1. *Ferrari A., Trussoni E., Zaninetti L.* // *Astron. Astrophys.* 1978. Vol. 64. P. 43.
2. *Hardee P. E.* // *Astrophys. J.* 1979. Vol. 234. P. 47.
3. *Ferrari A., Trussoni E., Zaninetti L.* // *MNRAS.* 1981. Vol. 196. P. 1054.
4. *Payne D. G., Cohn H.* // *Astrophys. J.* 1985. Vol. 291. P. 655.
5. *Hardee P. E.* // *Ibid.* 1987. Vol. 318. P. 78.
6. *Hardee P. E., Norman M. L.* // *Ibid.* 1988. Vol. 334. P. 70.
7. *Norman M. L., Hardee P. E.* // *Ibid.* P. 80.
8. *Miles J. W.* // *J. Acoust. Soc. Amer.* 1957. Vol. 29. P. 226.
9. *Ribner H. S.* // *Ibid.* P. 435.
10. *Bluman W.* // *J. Fluid Mech.* 1970. Vol. 40. P. 769.
11. *Bluman W., Drazin P. G., Billings D. F.* // *J. Fluid Mech.* 1975. Vol. 71. P. 305.
12. *Drazin P. G., Davey A.* // *Ibid.* 1977. Vol. 82. P. 255.

13. *Колыхалов П. И.* // Препринт ИКИ АН СССР. 1983. N 824.
14. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Гидродинамика. М.: Наука, 1988.
15. *Bodo G., Rosner R., Ferrari A., Knobloch E.* // *Astrophys. J.* 1989. Vol. 341. P. 631.
16. *Hardee P. E., White R. E., Norman M. L., Cooper M. A., Clarke D.A.* // *Ibid.* 1992. Vol. 387. P. 460.
17. *Smith M. D.* // *Ibid.* 1994. Vol. 421. P. 400.
18. *Hardee P. E.* // *Ibid.* 1982. Vol. 257. P. 509.
19. *Левин К. А., Муцовой В. В., Храпов С. С.* // Изв. РАН. Сер. Физическая. 1998. № 9. С. 1795.
20. *Левин К. А., Муцовой В. В., Храпов С. С.* // *Астроном. журн.* 1999. Т. 76. № 2. С. 827.
21. *Кузьмин Н. М., Муцовой В. В., Храпов С. С.* // *Вестн. ВолГУ. Сер. 1. Математика. Физика.* 2002. Вып. 7. С. 76.
22. *Mundt R.* // *Can. J. Phys.* 1986. Vol. 64. P. 407.
23. *Mundt R., Brugel E. W., Buhrke T.* // *Astrophys. J.* 1987. Vol. 319. P. 275.
24. *Mundt R.* // *Mitt. Astron. Ges.* 1987. Vol. 70. P. 100.
25. *Buhrke T., Mundt R., Ray T. P.* // *Astron. and Astrophys.* 1988. Vol. 200. P. 99.
26. *Raga A. C., Mundt R., Ray T. P.* // *Ibid.* 1991. Vol. 252. P. 733.
27. *Mundt R., Raga A. C., Ray T. P.* // *Ibid.* P. 740.
28. *Norman M. L., Stone J. M.* // *Astrophys. J.* 1997. Vol. 483. P. 121.
29. *Norman C. A., Silk J.* // *Ibid.* 1979. Vol. 228. P. 197.
30. *Reipurth B.* // *ESO Scient: Prepr.* 1989. № 763.
31. *Мовсисян Т. А.* // *Письма в астроном. журн.* 1992. Т. 18. С. 748.
32. *Мовсисян Т. А.* Спектральные исследования звездных джетов ... Дис. канд. физ.-мат. наук. Бюракан, 1992.
33. *Raga A. C., Kofman L.* // *Astrophys. J.* 1992. Vol. 386. P. 222.
34. *Stone J. M., Norman M. L.* // *Ibid.* 1993. Vol. 413. P. 210.
35. *Gouveia Dal Pino E. M., Benz W.* // *Ibid.* 1994. Vol. 435. P. 261.
36. *Redman M. P., O'Connor J. A., Holloway A. J., Bryce M., Meaburn J.* // *MNRAS.* 2000. Vol. 312. L23.
37. *Philips J. P., Mampaso A.* // *A&A.* 1988. Vol. 190. P. 237.
38. *Quinn D. E., Moore T. J. T., Smith R. G., Smith C. H., Fujiyoshi T.* // *MNRAS.* 1996. Vol. 283. P. 1379.
39. *MacDonald J., Bailey M. E.* // *MNRAS.* 1981. Vol. 197. P. 995.

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

ДИНАМИКА ЗВЕЗДНЫХ СКОПЛЕНИЙ

Введение

Звездные скопления — одни из самых впечатляющих объектов Вселенной. Они содержат от десятков до десятков миллионов звезд. Самые молодые скопления имеют возраст $\sim 10^6$ лет, они формируются на наших глазах. Наиболее старые скопления имеют возраст, сравнимый с возрастом Вселенной; они образовались на ранней стадии эволюции Галактики. Столь значительные вариации населенности и возраста скоплений позволяют проследивать их эволюцию, сопоставляя мгновенные снимки из доступной нам галереи скоплений.

Каковы же основные черты эволюции звездных скоплений? Что мы можем надеяться увидеть в нашей галерее? Ответить на эти вопросы способна звездная динамика в сочетании с теорией звездной эволюции. Наш обзор охватывает как классические работы по звездной динамике (в особенности посвященные численному моделированию в рамках гравитационной задачи N тел), так и исследования процессов формирования и эволюции звезд в скоплениях. Особое внимание будет уделено недавним работам, в которых авторы рассматривают синтетические модели эволюции звездных скоплений, включающие и элементы гравитационной физики, и эволюционные треки.

В эволюции звездного скопления можно выделить несколько этапов:

- формирование;
- бурная релаксация;
- квазистационарная фаза;
- разрушение.

© А. А. Минц, В. В. Орлов, А. В. Петрова, А. В. Рубинов, 2004

Длительность каждой из фаз зависит от числа звезд N в скоплении, его начальной функции масс и характерного размера. Менее населенные скопления эволюционируют быстрее, а более богатые — медленнее. Скопления, состоящие из звезд сравнимых масс, в среднем разрушаются медленнее, чем системы с сильно различающимися по массе компонентами. Наконец, более компактные группировки живут меньше, чем разреженные системы. Эти выводы можно сделать как из аналитических оценок, так и по результатам численного моделирования.

Отметим вначале некоторые общие черты динамической эволюции, характерные как для малых групп, содержащих десятки звезд, так и для рассеянных ($N \sim 10^2$ – 10^3) и шаровых ($N \sim 10^5$ – 10^7) скоплений.

Звездная группа, или скопление, образуется из газового облака в результате фрагментации. Из отдельных фрагментов формируются протозвезды (одиночные или кратные), нередко с дисками — предтечами планетных систем. Возможно, большинство звезд диска Галактики сформировалось в составе небольших групп, обладавших неиерархической структурой (см., например, обзор Ларсона [1]). Значительная часть звезд, по-видимому, возникла в составе звездных скоплений.

Неиерархические группировки звезд являются динамически неустойчивыми образованиями. Они могут обладать как положительной, так и отрицательной полной энергией E . В первом случае, который реализуется при низкой эффективности звездообразования, группировка представляет собой расширяющуюся звездную ассоциацию. В ней, однако, могут быть «гнезда» звезд с отрицательной полной энергией. Во втором случае (при высокой эффективности звездообразования) взаимное притяжение звезд достаточно для формирования физически связанной группировки.

Дальнейшая эволюция неиерархических звездных систем (малых групп и скоплений) с $E < 0$ представляет собой процесс динамического распада системы. Из системы выбрасываются одиночные и кратные звезды. Основные механизмы разрушения системы — кратные сближения звезд и распад физически связанных неустойчивых подсистем (см., например, работы ван Альбада [2], Арсета [3], Баумгардта и др. [4]).

Помимо уходов в системе возможны далекие выбросы по сильно вытянутым эллиптическим орбитам. Внешнее приливное поле Галактики может придать выброшенным звездам небольшие трансвер-

сальные скорости, препятствующие возвращению их в центральную часть системы (см., например, работу Агекяна и Белозеровой [5]). Таким образом могут формироваться короны звездных скоплений и широкие кратные системы.

Дальнейшая динамическая эволюция приводит к распаду центральной части звездной системы на одиночные, двойные и устойчивые кратные звезды. В то же время бывшие короны скоплений образуют звездные потоки, еще длительное время проявляющие себя как сгущения звезд в пространстве скоростей (см., например, обзор Орлова и Мюллери [6]).

Таким нам представляется общий сценарий эволюции неиерархических группировок звезд различной кратности: от малых групп до шаровых скоплений. Естественно, временные масштабы эволюции сильно различаются. Они зависят от числа звезд N , размеров, спектра масс, геометрии, момента вращения системы, внешних полей и ряда других факторов. Характерное время жизни малых групп с $N \sim 10$ и размерами ~ 100 а. е. составляет $\sim 10^4$ – 10^5 лет. Для шаровых скоплений с $N \sim 10^6$ и радиусами ~ 10 пк время жизни на несколько порядков величины может превышать возраст Галактики.

Дальнейшее содержание нашего обзора посвящено динамике трех главных видов звездных группировок: малых групп, рассеянных и шаровых скоплений. В заключение обсуждаются как особенности, так и общие черты эволюции, присущие этим объектам.

Динамика малых групп звезд

Наблюдения областей звездообразования и молодых звезд типа Т Тау γ позволяют сделать вывод, что, по-видимому, большая часть звезд образуется в составе малых групп (см. например, [1] и ссылки в ней). Современные численные эксперименты по фрагментации молекулярных облаков показывают, что в результате этого процесса могут образовываться неиерархические звездные системы с разным числом компонентов (см., например, [7],[8]). Гравитационное взаимодействие между членами группы может приводить к ее распаду. В результате распада молодых кратных неиерархических звездных систем, согласно гипотезе ван Альбада [2], выдвинутой в конце 60-х гг. прошлого века, могут образовываться наблюдаемые широкие двойные и кратные звезды. Характерные размеры таких групп составляют порядка 100–1000 а. е., а количество звезд в них может быть разным: от нескольких штук до нескольких десятков.

Изучать динамическую эволюцию неиерарических кратных звездных систем можно разными методами. Численные методы позволяют проследить траектории динамических систем с конкретными начальными условиями в фазовом пространстве. Для того чтобы получить представление о характеристиках процесса динамической эволюции, требуется рассматривать набор систем и производить статистическую обработку результатов интегрирования. Аналитические методы позволяют получить характеристики процесса в зависимости от начальных условий задачи, однако, они разработаны только для некоторых случаев задачи N тел. Возможен и полуаналитический подход основанный на комбинации результатов аналитического подхода и численного интегрирования.

Наиболее хорошо изучен случай, когда число компонентов в системе $N = 3$. Известна статистическая теория распада тройных систем [9]–[11], позволяющая получить распределения орбитальных параметров финальной двойной и скорости (кинетической энергии) уходящей звезды. Уточнение этой теории стало возможно с помощью полуаналитического подхода Микколы, Валтонена и Карттунена ([12],[13]). Численное моделирование динамической эволюции тройных систем проводилось и проводится рядом авторов (см., например, обзоры Аносовой и Орлова [14], Валтонена и Микколы [15], монографию Валтонена и Карттунена [13] и ссылки в них) и служит как для проверки предсказаний аналитической теории, так и для детального исследования продуктов распада тройных систем и процесса распада.

Изучение динамической эволюции неиерарических систем более высокой кратности производится в основном численными методами. Первые работы были выполнены ван Альбадой и Харрингтоном в конце 60-х и начале 70-х гг. ([2],[16],[17]). Ими, а также авторами, исследовавшими динамику тройных систем, были выделены особенности динамической эволюции неиерарических кратных систем.

- Характерные времена жизни систем, то есть времена, за которые первоначальные системы распадутся до устойчивых конфигураций (финальная двойная, устойчивая тройная система или устойчивая система большей кратности) составляют несколько десятков начальных времен пересечения системы.
- Динамическая эволюция завершается, как правило, формированием двойной системы (примерно в половине случаев), состоящей в большинстве случаев из двух наиболее массивных звезд первоначальной системы.

- Тесные двойные системы образуются редко.
- Сближения между звездами перераспределяют энергию системы таким образом, что некоторые звезды (как правило, более легкие) уходят из системы.
- Устойчивость кратных систем достигается за счет иерархии (вероятность формирования тройных систем $\sim 15\%$).
- Распределение эксцентриситетов финальных двойных можно описать законом $f(e) = 2e$, что согласуется с предсказаниями статистической теории распада тройных систем.

Следует отметить, что результаты, перечисленные выше, были получены на основе относительно малой статистики и для ограниченного числа начальных условий. Это было вызвано как несовершенством вычислительной техники того времени, так и отсутствием специальных методов интегрирования задачи N тел. Для численного интегрирования уравнений движения, как правило, использовались те же методы, что и для решения обыкновенных дифференциальных уравнений. Основные трудности при численном интегрировании задачи N тел связаны с корректной обработкой тесных двойных и кратных сближений. В таких ситуациях уменьшение расстояния между телами приводит к росту сил, действующих между телами, что в свою очередь, вынуждает уменьшать шаг интегрирования для сохранения заданной погрешности решения. Уменьшение шага интегрирования приводит к резкому увеличению затрат машинного времени на вычисление правых частей уравнений движения. Для преодоления этих трудностей в задаче N тел, где N не очень велико, был разработан ряд методов регуляризации уравнений движения (регуляризация тройных сближений методом Арсета — Заре [18], цепочная регуляризация Микколы — Арсета [19]). Основная идея методов регуляризации состоит в преобразовании уравнений движения к такому виду, в котором правые части уравнений не возрастают даже в случае тесных сближений. В перечисленных методах это достигается переходом к четырехмерным координатам и импульсам с использованием преобразования Кустаанхеймо — Штифеля [20] и преобразованием времени. При этом в описанных методах уравнения движения в новых переменных сохраняют канонический вид. Однако следует отметить, что регуляризацию всей системы уравнений целесообразно применять в случаях, когда число тел в системе не очень велико (как правило, не более 25) из-за более сложных формул расчета правых частей уравнений в регуляризованных переменных.

Разработка новых методов численного интегрирования гравитационной задачи N тел, растущее быстродействие вычислительной техники, а также численные эксперименты по фрагментации молекулярных облаков до некоторой степени послужили причиной возобновления интереса к динамике неиерархических кратных звезд в 90-х гг. [21]—[26]. Основные результаты вычислений 70-х гг. были подтверждены, а также был получен ряд новых результатов.

- Динамическая эволюция неиерархических кратных систем, как правило, заканчивается образованием финальной двойной (примерно в половине случаев). Вероятность формирования устойчивой тройной системы также высока ($\sim 15\%$).
- Распределения эксцентриситетов формирующихся двойных систем могут быть описаны законом $f(e) = 2e$.
- В устойчивых тройных системах эксцентриситеты внешних двойных в среднем меньше эксцентриситетов внутренних двойных (соответствующие средние значения составляют $\overline{e_{ex}} \approx 0.5$ и $\overline{e_{in}} \approx 0.7$).
- Устойчивые тройные системы обладают довольно сильной иерархией (отношение больших полуосей внешних и внутренних двойных составляет в среднем 20:1).
- Преобладают тройные системы с прямыми движениями.
- Орбитальные параметры образующихся двойных систем (диапазон значений больших полуосей, распределение эксцентриситетов) в целом согласуются с параметрами наблюдаемых широких двойных.
- В ходе динамической эволюции довольно часто происходят уходы одиночных звезд с большими скоростями (до нескольких десятков км/с). Таким образом, существование молодых звезд-«бегунов» можно объяснить уходами одиночных звезд при динамическом распаде молодых кратных систем.

Описанные выше результаты были получены в предположении, что динамическая эволюция неиерархических кратных звездных систем обусловлена только гравитационным взаимодействием между компонентами системы. При этом считалось, что звезды взаимодействуют друг с другом как материальные точки. В ряде случаев [25], [26] учитывалась возможность слияний звезд с образованием новой

звезды. Реальные молодые кратные системы погружены в родительское газопылевое облако, поэтому может идти интенсивная аккреция газа на молодые звезды. Также на динамику систем может влиять динамическое трение звезд о межзвездную среду. Так в работе [27] произведено моделирование динамической эволюции неиерархических кратных систем с учетом перечисленных эффектов. Представленные авторами результаты подтверждают основные тенденции динамической эволюции неиерархических кратных систем, перечисленные выше.

Динамика рассеянных скоплений

Самые молодые рассеянные звездные скопления (РЗС) в диске Галактики формируются на наших глазах. Самые старые РЗС уже прожили несколько миллиардов лет. По данным наблюдений популяций РЗС разного возраста мы можем проследить эволюцию пространственно-кинематической структуры скоплений, их функции масс и ряда других характеристик.

Согласно современным представлениям, рассеянные скопления могут образовываться в результате иерархической фрагментации турбулентных межзвездных газовых облаков (см., например, статью Боннелла и др. [28]). В результате образуется много небольших групп звезд, которые взаимодействуют друг с другом и могут сливаться. В ходе эволюции формируются вытянутые структуры типа волокон.

Звездообразование происходит одновременно в различных частях облака. Здесь темные точки соответствуют формирующимся звездам. Турбулентность облака вызывает возникновение ударных волн, которые, в свою очередь, приводят к образованию волокнистых структур. Эти структуры фрагментируют на плотные ядра и отдельные звезды. Звезды «оседают» в локальные потенциальные «ямки» и образуют субскопления, на которые происходит аккреция газа и звезд. В дальнейшем субскопления сливаются, и образуется единое скопление приблизительно сферической формы с выраженной концентрацией звезд к центру и без явных признаков субструктуры. Скопление содержит более 400 звезд и по своим свойствам напоминает молодые звездные скопления, в частности скопление туманности Ориона (см., например, [29]).

Дальнейшая судьба скопления неразрывно связана с эффективностью звездообразования ϵ в газовом облаке, породившем скопление (см., например, статьи Вайна и Боннелла [30]; Бойли и Кроуны

[31], [32]; Гейера и Буркерта [33]). Общий вывод из этих и других работ по моделированию динамики РЗС с учетом выдувания газа из скопления состоит в следующем. Если звездная составляющая и газовая компонента находятся в вириальном равновесии, то для сохранения связанной группировки звезд после удаления газа должно выполняться условие $\epsilon > 0.5$. Если начальная дисперсия скоростей звезд меньше вириальной, то возможно формирование группы звезд с $E < 0$ даже при $\epsilon \approx 0.1$. В особенности это касается ядер РЗС. Выбрасываемые из ядер звезды в результате сближений с другими звездами скопления могут переходить с радиальных орбит на трансверсальные. Это обстоятельство также способствует сохранению связанной группировки звезд даже при низкой эффективности звездообразования $\epsilon \approx 0.1-0.2$.

Дальнейшая эволюция уцелевшей части звездного скопления определяется главным образом гравитационным взаимодействием звезд друг с другом и внешними полями Галактики и звездно-газового комплекса, в пределах которого сформировалось скопление. Определенную роль могут играть сближения новорожденного скопления с газовыми облаками и потеря массы звездами в виде звездного ветра.

Исследованиям динамики РЗС, содержащих от 50 до 500 звезд, в рамках гравитационной задачи N тел посвящены циклы работ Арсета и Вилена, опубликованных в 70-е гг. прошлого века. Методика численного моделирования подробно описана Арсетом в обзоре [34] и монографии [35].

Динамическая эволюция РЗС во многом определяется теми начальными условиями (массы, координаты и скорости звезд), которые соответствуют эпохе формирования скопления как звездной системы. Для задания начальных условий обычно используют те или иные спектр масс, профиль плотности и распределение скоростей.

В качестве начальной функции масс часто используют распределение Солпитера $f(m) \propto m^{-\alpha}$ при $\alpha = 2.35$. С другой стороны, численное моделирование процесса формирования звездных скоплений [28] показывает, что распределение масс может быть не столь крутым и показатель степени $\alpha \approx 2$. Нередко берут начальную функцию масс более пологой для звезд малых масс и более крутой — для массивных звезд.

Начальное распределение звезд в скоплении обычно полагают сферически симметричным. Рассматривались различные профили плотности: однородное распределение, модель Пламмера, модели Кинга и др.

Распределение скоростей обычно предполагают изотропным. Общее расширение или сжатие системы определяется начальным значением вириального коэффициента k — отношения кинетической и потенциальной энергий. Значение $k = 0.5$ соответствует вириальному равновесию, при $k < 0.5$ скопление испытывает общее сжатие, а при $k > 0.5$ — расширение. Часто изучаются скопления, находящиеся в равновесном состоянии.

Еще один параметр задания начальных условий — доля первичных двойных. Она может меняться от 0 до 100 %.

Современные комплексы программ изучения динамики РЗС, такие как *starlab* (см., например, [36]), включают не только численное интегрирование уравнений движения задачи N тел, но и учет целого ряда дополнительных эффектов, таких, как звездная эволюция, слияния звезд, внешнее поле Галактики и др.

К примеру, комплекс *starlab* состоит из двух основных блоков: интегратор *kira* для задачи N тел и программа *SeBa* для расчета звездной эволюции одиночных звезд и тесных двойных систем. Стыковка работы этих двух модулей производится с некоторым шагом по времени, как правило, $1/64$ среднего времени пересечения скопления, что составляет $\sim 10^3$ лет для типичных РЗС.

Другой пример программы с «наворотами» для моделирования эволюции звездных скоплений — *NBODY6* (Арсет [34], [35]). В этой программе реализованы KS -регуляризация двойных сближений [20], цепочная регуляризация [19] кратных сближений звезд, а также схема Амада — Коэна [37] для более точного учета взаимодействия звезд с их близкими соседями. Звездная эволюция «запита» в *NBODY6* с помощью аналитических аппроксимаций зависимостей характеристик звезд (масс, радиусов и т. д.) от времени. Кроме того, в программе учитываются внешние поля Галактики и газового облака, в котором рождается скопление.

Численные эксперименты, выполняемые с помощью программ *starlab* и *NBODY6*, позволяют строить реалистичные модели РЗС для широкого спектра начальных условий.

Основные черты эволюции РЗС:

- имеет место сегрегация масс — концентрация более массивных звезд в ядре скопления;

- происходит формирование тесных двойных с неустойчивым обменом веществом между компонентами, приводящим к их слияниям с образованием «голубых бродяг»;
- диссипация звезд на ранних стадиях эволюции скопления происходит в среднем с более высокими скоростями, чем в зрелом возрасте;
- уходы звезд происходят преимущественно в направлениях точек Лагранжа L_1 и L_2 в системе Галактика–скопление;
- под действием приливного поля Галактики внешние части скоплений становятся сплюснутыми в направлении, ортогональном плоскости Галактики, и несколько меньше в направлении галактического вращения; при этом центральные области сохраняют сферическую симметрию;
- звезды, ушедшие из скопления на стадии выметания газа, формируют движущуюся группу.

Представляет интерес сопоставление полученных из численного моделирования пространственно-кинематических и астрофизических характеристик скоплений с данными наблюдений РЗС. Такое сравнение было проведено, в частности, авторами [36], [38]. В качестве «подопытных кроликов» были выбраны молодые РЗС (скопление в туманности Ориона — ОНС и Плеяды); скопления умеренного возраста (Ясли и Гиалды) и «пожилые» скопления (NGC 3680). Отмечено согласие результатов на качественном уровне. Некоторые расхождения в степени сжатия, функции светимости, относительном содержании отдельных популяций звезд (например, белых карликов и гигантов) могут объясняться как особенностями формирования скоплений, так и эффектами наблюдательной селекции.

Заметим, что наряду с моделированием динамики РЗС в рамках задачи N тел существуют возможности теоретического изучения их эволюции. Один из таких подходов развивается в работах Осипкова (см., например, [39]). Рассматриваются уравнения для вековой эволюции глобальных параметров скопления, таких, как вириальный коэффициент, компоненты тензоров инерции и дисперсий остаточных скоростей и т. п. При этом учитывается приливное поле Галактики в линейном приближении. Определяются собственные частоты малых «вириальных» колебаний относительно положения равновесия. В нелинейном случае эти уравнения, по-видимому, придется интегрировать численно.

Динамика шаровых скоплений

Шаровые скопления (ШС) — промежуточная ступень в космической иерархии между рассеянными скоплениями и галактиками. Они насчитывают до нескольких миллионов звезд. Многие ШС — очень старые объекты — их возраст превышает 10 млрд лет.

Происхождение ШС до сих пор неясно: они могли сформироваться как из целого газового облака, так и путем слияния близких рассеянных скоплений. Возможны оба сценария формирования ШС. Сейчас также большое внимание уделяется моделям формирования ШС при столкновениях и слияниях галактик. На Генеральной Ассамблее МАС в 2003 г. обсуждалась также возможность образования ШС в межгалактическом пространстве на ранних стадиях эволюции Вселенной. Первые внегалактические ШС уже открыты, но действительно ли они сформировались вне какой-либо галактики или были выброшены в результате столкновения галактик — еще предстоит установить. Примечательно, что некоторые ШС по яркости превосходят карликовые эллиптические галактики, однако имеют на 1–2 порядка меньшие размеры (см., например, книгу Бинни и Тремейна [40]).

Однако в любом случае дальнейший сценарий эволюции ШС приблизительно ясен — благодаря бурной релаксации сведения о начальном распределении быстро «забываются». За небольшое (всего несколько времен пересечения) время формируется ядро скопления, которое окружено протяженным гало. Этот процесс называется коллапсом ядра. Существует много аналитических приближений к профилю плотности ШС, среди которых на сегодняшний день наиболее точной считается модель Кинга. Во время коллапса в ядро «оседают» наиболее тяжелые звезды, тогда как более легкие получают большую энергию и оказываются в гало. При этом орбиты легких звезд сильно вытянуты. В результате в гало поле скоростей сильно анизотропно-радиальные движения преобладают. В центре скопления скорости распределены приблизительно изотропно.

Модули скоростей распределены по закону Максвелла. Однако звезды со скоростями, превышающими скорость отрыва, покидают скопление, поэтому максвелловского «хвоста» нет. Уходящие звезды уносят часть кинетической энергии, после чего происходит перераспределение оставшейся энергии — и снова при приближении к максвелловскому распределению появляются «быстрые» звезды. Таким образом, звезды из «хвоста» распределения скоростей поки-

дают скопление. Это один из двух основных механизмов разрушения ШС, он называется «испарение» (evaporation). Второй механизм называется «выброс» (ejection), он срабатывает при тесных тройных и кратных сближениях и будет описан в дальнейшем. Относительная эффективность обоих механизмов различна в разных точках скопления.

Рассмотрим популяцию двойных звезд в ШС. Как показывают численные эксперименты, даже если начальная доля двойных звезд невелика, их влияние на эволюцию ШС весьма значительно. При сближении тесной двойной и одиночной звезды в большинстве случаев происходит следующее перераспределение энергии: двойная становится теснее, а одиночная звезда получает дополнительную энергию (иногда ее достаточно, чтобы звезда покинула скопление). Широкие двойные при таких сближениях, как правило, забирают энергию у одиночных звезд и увеличивают большую полуось своей орбиты. В конце концов статистически это приводит к распаду двойной при очередном сближении со звездой скопления. Однако частично процесс разрушения двойных компенсируется их формированием при сближениях одиночных звезд или распаде кратных систем. Расчет показывает, что равновесное количество широких двойных — всего несколько штук, причем эта величина почти не зависит от N [40].

Таким образом, в звездных системах действует правило: «широкие двойные становятся шире, а тесные — теснее» (это называется законом Хегги, хотя правильнее назвать это правило законом Гуревича и Левина, первыми обнаружившими эту закономерность [41]). Существует, конечно, и пограничный случай, когда энергия двойной в среднем не меняется при сближениях. Однако таких звезд также немного.

Тесные двойные, становясь все теснее, отдают свою энергию одиночным звездам, выбрасывая их на долгопериодические орбиты. Таким образом, они выступают в роли «источника энергии», работающего в ядре скопления. Именно с его помощью останавливается коллапс ядра. Процесс «горения двойных» в центре скопления, аналогичный процессу горения водорода в ядрах звезд, может быть весьма продолжительным.

Интересен вопрос: откуда берутся двойные в ШС? Оказывается, они вовсе не обязательно должны были присутствовать при рождении скопления. Двойные звезды могут формироваться, например, при тройных сближениях звезд. Еще один эффективный механизм

образования двойных в ШС — так называемый приливный захват: при очень тесном сближении двух звезд часть энергии теряется за счет приливного взаимодействия, так что первоначально гиперболическая орбита может стать эллиптической. Этот механизм наиболее эффективен в областях максимальной звездной плотности, в частности в ядре ШС.

Заключение

Динамическая эволюция звездных группировок различной населенности (от неиерархических малых групп до шаровых скоплений) несет в себе стохастичность процесса звездообразования. В то же время эволюцией управляют определенные статистические законы, что допускает некоторые аналитические аппроксимации. Например, процесс динамического распада тройных систем можно описывать в рамках гипотезы об эргодическом поведении фазовой траектории при тройном сближении тел, приводящем к распаду системы. Глобальную эволюцию скоплений можно изучать на основе уравнений гросс-динамики.

С другой стороны, отдельные специфические детали эволюции можно обнаружить только с помощью численного моделирования, поскольку аналитически решить задачу N тел в общем случае пока не удастся. Например, численные эксперименты позволяют изучать механизмы диссипации звезд из скоплений, определять характеристики формирующихся подсистем звезд, оценивать длительность различных эволюционных стадий и т. д. Кроме того, по результатам моделирования можно получать новые аналитические закономерности.

Таким образом, будущее в исследованиях динамики звездных скоплений — за синтезом аналитических оценок, численного моделирования и рафинированных наблюдений. Уже сейчас высокоточные астрометрические наблюдения на спутнике *HIPPARCOS* и феноменальные по точности массовые определения лучевых скоростей звезд в нескольких близких скоплениях (группа UMa, Гиады, Ясли, Плеяды, ONC и др.) позволяют проводить детальное сопоставление структуры и кинематики этих объектов с численными симуляциями скоплений с учетом эволюции одиночных и двойных звезд.

Еще больше надежд возлагается на будущие космические наблюдения (проекты GAIA, DIVA и др.). В случае их успешного осуществления мы получим галерею детальных 6-мерных фазовых портре-

тов для целого ряда звездных группировок различной населенности. При изучении этих портретов «под микроскопом» главная задача исследователя — не упустить «леса» за стволами отдельно взятых «деревьев», а попытаться составить из великого множества отдельных фрагментов общую «живую» мозаику динамической эволюции звездных скоплений.

Список литературы

1. *Larson R. B.* // The formation of binary stars. IAU Symp. 200. 2001. P. 93.
2. *Van Albada T. S.* // Bull Astron. Inst. Neth. 1968. Vol. 19. P. 479.
3. *Aarseth S. J.* // Astron. Astrophys. 1974. Vol. 35. P. 237.
4. *Baumgardt H., Hut P., Heggie D. C.* // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. 2002. Vol. 336. P. 1069.
5. *Агекян Т. А., Белозерова М. А.* // Астрон. журн. 1979. Т. 56. С. 9.
6. *Орлов В. В., Мюллери А. А.* // Физика космоса: Тр. 31-й международ. студ. науч. конф. 28 янв. – 1 февр. 2002 г. Екатеринбург: Изд-во Урал. ун-та, 2002. С. 67.
7. *Boss A. P.* // Astrophys. J. 1993. Vol. 410. P. 157.
8. *Truelove J. K. et al.* // Ibid. 1998. Vol. 495. P. 821.
9. *Monaghan J. J.* // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. 1976. Vol. 176. P. 63.
10. *Monaghan J. J.* // Ibid. Vol. 177. P. 583.
11. *Nash P. E., Monaghan J. J.* // Ibid. 1978. Vol. 184. P. 119.
12. *Mikkola S., Valtonen M.* // Ibid. 1986. Vol. 223. P. 269.
13. *Valtonen M. J., Karttunen H.* // Three-Body Problem in Astrophysics. Cambridge, 2004. In press.
14. *Аюсова Ж. П., Орлов В. В.* // Тр. Астрон. обсерватории. ЛГУ. 1985. Т. 40. С. 66.
15. *Valtonen M., Mikkola S.* // Ann. Rev. Astron. Astrophys. 1991. Vol. 29. P. 9.
16. *Harrington R. S.* // Celest. Mech. 1974. Vol. 9. P. 465.
17. *Harrington R. S.* // Astron. J. 1975. Vol. 80. P. 1081.
18. *Aarseth S. J., Zare K.* // Celest. Mech. 1974. Vol. 10. P. 185.
19. *Mikkola S., Aarseth S. J.* // Celest. Mech. Dyn. Astron. 1993. Vol. 57. P. 439.
20. *Kustaanheimo P., Stiefel E.* // J. Reine Angew. Math. 1965. Vol. 218. P. 204.

21. *Sterzik M. F., Durisen R. H.* // Astron. Astrophys. Lett. 1995. Vol. 304. P. 9.
22. *Sterzik M. F., Durisen R. H.* // Ibid. 1998. Vol. 339. P. 95.
23. *Kiseleva L. et al.* // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. 1998. Vol. 301. P. 759.
24. *Sterzik M. F., Tokovinin A. A.* // Astron. Astrophys. 2002. Vol. 384. P. 1030.
25. *Рубинов А. В., Петрова А. В., Орлов В. В.* // Астрон. журн. 2002. Т. 79. С.1044.
26. *Рубинов А. В.* // Там же. 2004. Т. 81. С.50.
27. *Delgado-Donate E. J., Clarke C. J., Bate M. R.* // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. 2002. Vol. 342. P. 926.
28. *Bonnell I. A., Bate M. R., Vine S. G.* // Ibid. 2003. Vol. 343. P. 413.
29. *Hillenbrand L.A.* // Astron. J. 1997. Vol. 113. P. 1733.
30. *Vine S. G., Bonnell I. A.* // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. 2003. Vol. 342. P. 314.
31. *Boily C.M., Kroupa P.* // Ibid. Vol. 338. P. 665.
32. *Boily C. M., Kroupa P.* // Ibid. P. 673.
33. *Geyer M. P., Burkert A.* // Ibid. 2001. Vol. 323. P. 988.
34. *Aarseth S. J.* // Publ. Astron. Soc. Pacif. 1999. Vol. 111. P. 1333.
35. *Aarseth S. J.* // Gravitational N-body simulations. Tools and algorithms. Cambridge, 2003. P. 413.
36. *Portegies Zwart S. F. et al.* // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. 2001. Vol. 321. P. 199.
37. *Ahmad A., Cohen L.* // J. Comp. Phys. 1973. Vol. 12. P. 389.
38. *Kroupa P., Aarseth S., Hurley J.* // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. 2001. Vol. 321. P. 699.
39. *Ossipkov L. P.* // ASP Conf. Ser. 2001. Vol. 228. P. 341.
40. *Binney J., Tremaine S.* // Galactic dynamics. Princeton, 1987. P. 747.
41. *Гуревич Л. Э., Левин Б. Ю.* // Астрон. журн. 1950. Т.27. С.273.

АППАРАТУРА ТЕЛЕСКОПОВ УМЕРЕННЫХ ДИАМЕТРОВ

Кратко изложена история технических решений, направленных на повышение эффективности телескопов малых и умеренных размеров. Перечислены основные типы аппаратуры, используемой на этих телескопах. Обзор может быть полезен как в учебных целях, так и для оценки перспектив развития такой аппаратуры.

В эпоху строительства больших телескопов интерес к проблеме аппаратного оснащения телескопов малых (менее 0.4 м) и умеренных (0.4–1.0 м) диаметров может показаться несовременным. Однако даже поверхностная оценка возможностей современных инструментов указанных диаметров свидетельствует о неослабевающем внимании к их аппаратному оснащению. Эффективность этих инструментов даже возрастает по мере того, как часть инструментов малого диаметра переходит в категорию монопрограммных. В задаче практической подготовки молодых астрономов малые телескопы играют первостепенную роль. Технологический разрыв, который наблюдается в нашей стране между оснащением профессиональных и учебных телескопов, серьезно сказывается на уровне подготовки астрономов и физиков в университетах. В данной публикации поставлена цель перечисления типов аппаратуры телескопов малых и умеренных диаметров с кратким описанием принципов работы этой аппаратуры (или указанием соответствующей литературы). Несмотря на то, что некоторые изложенные ниже приемы и методы выглядят архаичными, следует знать их сильные и слабые стороны, что в эпоху многоканальных высокоэффективных светоприемников может привести ко второму рождению отдельных методов. Поэтому не исключено, что публикуемая информация окажется полезной при переоснащении отечественных телескопов новой астрофизической аппаратурой.

Перечислим некоторые преимущества и особенности эксплуатации телескопов малых и умеренных диаметров. Условно разделим эти особенности на технические, финансовые, организационные, научные и психологические.

Технические

1) Практически все большие телескопы являются многопрограммными, и их трудно оптимизировать для решения отдельных задач. Малые телескопы легче оптимизировать под избранные классы задач. Хорошим примером является оптимизация 48-дюймового рефлектора DAO для задач фотографической кудэ-спектроскопии: спектрограф этого телескопа по проникающей способности превосходил кудэ-спектрограф 200-дюймового телескопа Хэйла (Ричардсон, 1968).

2) В спектроскопии точечных объектов с высоким разрешением, выполняемой на средних и больших телескопах, из-за потерь на входной щели выигрыш в проникающей способности пропорционален не квадрату, а первой степени диаметра зеркала. У малых телескопов выигрыш пропорционален квадрату диаметра зеркала.

3) Малые телескопы легче поддаются автоматизации.

Финансовые

4) Если малый телескоп оснащен только одним видом аппаратуры, то гарантируется более полное использование аппаратуры.

5) Если малый телескоп имеет узкую специализацию (один вид аппаратуры на темные ночи и один — на светлые), то расходы на смену аппаратуры невелики.

6) Техническая поддержка малого телескопа обходится дешевле.

Организационные

7) На малых телескопах легче получить время для повторения наблюдений, что бывает необходимо при проверке результатов некоторых наблюдений.

8) Аппаратура в стадии отладки и подготовки может дольше находиться на малом телескопе, чем на большом.

9) Наблюдения на малых телескопах легче организовать, так как в большинстве случаев требуется организовать одного наблюдателя.

10) Выход оборудования из строя на малом телескопе не расценивается как безвозвратная потеря времени, а выполняемая в таких случаях замена аппаратуры менее формализована.

Научные

11) Облачность может «выключить» сразу группу больших телескопов, сосредоточенных в одном месте, а у малых телескопов, лучше рассредоточенных по земной поверхности, больше шансов зарегистрировать уникальное событие (в данном случае речь не идет о предельно слабых явлениях).

12) Ряд научных задач предполагает непрерывный мониторинг

объекта при помощи телескопов, рассредоточенных по долготе (на крупных телескопах такой мониторинг организовать практически невозможно).

13) На малых телескопах доступно больше времени для продолжения исследования, что важно при исследовании спектральной переменности или выполнении массовых спектроскопических обзоров.

14) Существует точка зрения (Уорнер, 1986), что время выполнения одного наблюдательного проекта на 1-метровом телескопе превышает таковое для 4-метрового телескопа всего лишь вчетверо, а по научной эффективности инструмента один крупный телескоп эквивалентен четырем телескопам половинного диаметра.

15) На малых телескопах обнаружено несколько новых феноменов: например, межзвездная поляризация не была обнаружена на 82-дюймовом телескопе и обнаружена на 40-дюймовом, круговая поляризация у белых карликов впервые измерена на 24-дюймовом телескопе. Массовые фотоэлектрические измерения лучевых скоростей выполнены на телескопах 1 м класса, фотометрические исследования нерадиальных пульсаций выполнены на телескопах 0.6–0.9 м, исследования оптических эффектов, сопровождающих гамма-вспышки, выполняются на телескопах еще более скромных размеров. Некоторые эффекты, обнаруженные на крупных телескопах, затем успешно исследовались на малых.

Психологические

16) В любой отрасли науки существуют продуктивные специалисты, для которых научное творчество в значительной мере окрашено индивидуализмом. С другой стороны, выполнение технически сложных экспериментов на больших телескопах редко проводится самостоятельно, а для романтизации процесса астрономических наблюдений нет ни времени, ни места. Наличие малых телескопов в известной мере решает психологические проблемы исследователей-одиночек.

17) Несмотря на то, что архивы наблюдений на больших телескопах в достаточном числе случаев существуют и частично открыты для анонимного пользователя, малые телескопы лучше подходят для целей образования. Главным фактором здесь является возможность влиять на процесс наблюдения (уже существуют учебные телескопы с удаленным управлением).

Малые телескопы не развиваются независимо от больших, так как прогресс в использовании малых телескопов обязан исключительно прогрессу в технике регистрации сигнала, а также появлению

принципиально новых оптических методов. Понятно, что большинство новых технологий появлялись сначала на больших телескопах, хотя есть и многочисленные исключения. Телескопы, полвека назад считавшиеся большими, сегодня рассматриваются как инструменты умеренного диаметра. Поэтому проблему оснащения малых телескопов рассмотрим и в историческом аспекте. Библиография вопроса огромна. Мы не ставили своей задачей дать полный обзор, ограничившись перечислением тех примеров, которые сочли либо характерными, либо представляющими для нас дополнительный интерес. Виды аппаратуры и методов сгруппированы по типам используемых светоприемников.

1. Фотографические методы регистрации изображений.
 - 1.1. Прямые снимки.
 - 1.2. Снимки с редуктором светосилы.
 - 1.3. Интерференционные фильтры.
 - 1.4. Интерферометр Фабри-Перо.
2. Одноканальные фотоэлектрические системы.
 - 2.1. Электрофотометры.
 - 2.1.1. Двухканальные фотометры.
 - 2.1.2. Двухканальные поляриметры.
 - 2.1.3. Фотометры с небольшим числом каналов.
 - 2.2. Спектрометры.
 - 2.2.1. Узкополосные спектрофотометры.
 - 2.2.2. Корреляционные спектрометры.
 - 2.2.3. Сканирующие монохроматоры.
 - 2.2.3.1. Щелевые призмные монохроматоры.
 - 2.2.3.2. Сканеры с предобъективной призмой.
 - 2.2.3.3. Сканеры с плоской дифракционной решеткой.
 - 2.2.3.4. Сканеры с вогнутой решеткой.
 - 2.2.4. Системы кодирования спектра.
 - 2.2.5. Системы сканирования интерферометром Фабри — Перо.
3. Системы фотоэлектрической регистрации изображений.
 - 3.1. Электронно-оптические преобразователи.
 - 3.2. Матрицы ПЗС.
4. Спектрографы.
 - 4.1. Призмные спектрографы.
 - 4.1.1. Щелевые призмные спектрографы.
 - 4.1.2. Бесщелевые призмные спектрографы.
 - 4.1.2.1. Рефракторы с объективной призмой.

- 4.1.2.2. Небулярные спектрографы.
- 4.1.2.3. Призма Ференбаха.
- 4.1.2.4. Система Мерсена.
- 4.1.2.5. Призмный спектрофотометр.
- 4.2. Спектрографы низких порядков дифракции.
- 4.2.1. Бесщелевые дифракционные спектрографы.
- 4.2.1.1. Телескоп-спектрограф системы Шмидта.
- 4.2.1.2. Решетка в сходящемся пучке.
- 4.2.1.3. Телескоп на вогнутой решетке.
- 4.2.1.4. Спектрограф Линника.
- 4.2.2. Щелевые дифракционные спектрографы.
- 4.2.2.1. Спектрографы с фотографической регистрацией.
- 4.2.2.2. Спектрографы с электроннооптическими преобразователями.
- 4.2.2.3. Спектрографы с диссекторами.
- 4.2.2.4. Спектрографы с диодными линейками.
- 4.2.2.5. Спектрографы со счетчиками фотонов.
- 4.2.2.6. Спектрографы с линейками и матрицами ПЗС.
- 4.2.2.7. Спектрополяриметры.
- 4.2.3. Оптоволоконные спектрографы.
- 4.3. Спектрографы высоких порядков дифракции.
- 4.3.1. Эшелле спектрографы с фотографической регистрацией.
- 4.3.2. Эшелле спектрографы с ЭОП.
- 4.3.3. Эшелле спектрографы с диссектором.
- 4.3.4. Спектрографы с электроннографическими камерами.
- 4.3.5. Эшелле спектрографы с линейками и матрицами ПЗС.
- 4.3.6. Оптоволоконные эшелле спектрографы.
- 5. Интерференционные спектрометры.
- 5.1. Сканирующий интерферометр Фабри — Перо с ФЭУ.
- 5.2. Многоканальные спектрографы с ИФП.
- 5.3. Поляризационные интерферометры.
- 5.4. Спектрографы с внешним интерферометром.
- 6. Дополнительные телескопы.
- 7. Автоматические телескопы.

Перспективы

Оценку перспектив оснащения малых телескопов новой светоприемной аппаратурой следует проводить с учетом: а) технологического прогресса, б) появления задач, методически оптимально адаптированных для малых телескопов, в) влияния эффектов урбанизации на условия работы пригородных университетских обсерваторий, г) эволюции условий научной работы астронома-наблюдателя.

Влияние технологии

Внедрение матриц ПЗС с низким шумом считывания может повлиять как на конструкции спектральных приборов малых телескопов, так и на конструкции собственно телескопов. Низкий шум считывания означает, что в ряде задач изображения, полученные одновременно на идентичных приборах, можно суммировать. Представим, например, многозеркальный телескоп с оптоволоконной передачей из прямых фокусов каждого зеркала в общий спектрограф. Относительные отверстия этих зеркал могут быть высокими, что: а) облегчит относительную настройку зеркал и позиционирование звезды на оптические волокна, б) обеспечит условие меньшей деградации апертуры в оптоволокне, в) сделает телескоп компактным (длина может оказаться меньше диаметра). Применение высокоэффективных покрытий на малых телескопах может распространиться и на основную оптику, что эквивалентно увеличению площади зеркала на 10–30 %. Внедрение матриц ПЗС с быстрым считыванием расширит возможности фотометрии и спектроскопии быстропеременных объектов. Развитие микрооптики может оказать влияние на конструкции спектральной и фотометрической аппаратуры телескопов с малым масштабом изображения. Использование голографических решеток с объемным фазированием (VRH), во-первых, позволит улучшить параметры уже существующих спектрографов (концентрация энергии в максимуме VRH превышает 90 %); во-вторых, создать светофильтры с заданной формой кривой концентрации энергии. С мультиплексными VRH-решетками можно создавать эффективные спектральные системы, в которых различные спектральные области дифрагированы в одном направлении. Оценки астрономических применений VRH-решеток можно найти в обзоре Барден и др. (1998). Важное значение при создании телескопов-роботов имеет внедрение новых высокоточных датчиков координат, развитие программного и сетевого обеспечения.

Методы наблюдений

Укажем некоторые методы, представляющиеся нам достаточно перспективными. а) «Тотальная» фотометрия. Обнаружение новых или редко повторяющихся астрономических явлений. б) Скоростная широкополосная фотометрия. Например, исследование спектра нерадиальных звездных пульсаций в сети WET как способ проверки и совершенствования теории внутреннего строения звезд. в) Фотометрия «быстрого реагирования» — развитие системы телескопов, реагирующих на редкие астрономические явления (вспышки рентгеновских и гамма-источников, вспышки Новых и Сверхновых). г) Инфракрасные телескопы-роботы. Опыт эксплуатации и совершенствование систем автоматических телескопов оптического диапазона позволит обратиться к задаче создания автоматических телескопов для фотометрии в среднем ИК-диапазоне, устанавливаемых на высотах более 4 км, где работа наблюдателя физиологически затруднена. д) Среднеполосные фотометрические обзоры. Необходимость продолжения таких обзоров сохраняется, хотя бы из-за существования переменных звезд. Новые технические возможности позволяют конструировать многоканальные системы сверхнизкого разрешения, позволяющие затем методами численного моделирования подбирать фотометрическую систему, оптимизированную для решения конкретной задачи. е) Спектрополяриметрия с низким и средним разрешением. Низкое разрешение необходимо для разделения составляющих поляризации, формирующихся в межзвездной среде и в околозвездных оболочках. Спектрополяриметрия со средним разрешением является единственным средством, позволяющим на малом телескопе «заглянуть» под дифракционный предел. Такие спектрополяриметрические наблюдения околозвездных оболочек должны поддерживаться численным моделированием эффектов переноса излучения через газопылевую среду низкой симметрии. Здесь важным является и длительный спектрополяриметрический мониторинг избранных объектов. ж) Измерение лучевых скоростей. Достигнутые и ожидаемые успехи орбитальной астрометрии в области определения собственных движений звезд заставляют заботиться о повышении точности измерения движений по другой координате — определению лучевой скорости. Темп накопления информации здесь значительно более низкий, чем в современной астрометрии. Более того, лучевые скорости переменных звезд следует определять многократно. Перспективным может оказаться сочетание измерений лучевой

скорости М-сверхгигантов с поляризационными наблюдениями гигантских конвективных элементов. Дальнейшее совершенствование методов акселерометрии сделает телескопы метрового класса основными рабочими инструментами в задаче накопления статистики по параметрам внесолнечных планетных систем. Заметим, что требования к оптике телескопа, работающего с оптоволоконным входом на главной оси, понижены (поле хороших изображений может быть минимальным). В задачах с пониженными требованиями к точности определения лучевых скоростей (десятки м/с), продуктивной может оказаться концепция МТТ, то есть один спектрограф, соединенный оптическими волокнами (без скрамблеров — перемешивателей апертур), с несколькими зеркалами, сопровождающими объект на общей монтировке.

Эффекты урбанизации

Хорошо известно, что рост как площади городов, так и их освещенности привел к прекращению фотометрических программ на близко расположенных обсерваториях. Бесщелевая спектроскопия также оказалась в затруднительном положении. Щелевая (или оптоволоконная) спектроскопия является одной из немногих возможных задач, выполнимых в черте города. С другой стороны, обсерватории, расположенные вблизи крупных городов, находятся в лучших условиях по привлечению высококвалифицированных инженеров и молодежи со «свежим» образованием, то есть могут стать центрами разработки новых астрофизических методов, в том числе и для телескопов, расположенных в удаленных местах с хорошим астроклиматом.

Изменение характера труда

«Если вы желаете стать бессмертным — отнаблюдайте минимум и опубликуйте момент». Эта ирония одного из астрономов-наблюдателей уже устаревает: все меньше желающих коротать ночь на малом телескопе с электрофотометром. С другой стороны, в практике спектроскопии с высоким разрешением на 6-м телескопе БТА встречаются случаи, когда об объекте, для которого получен спектр, литературный поиск дает ноль публикаций, то есть у объекта нет даже приличной широкополосной фотометрии.

В эпоху фотографической спектроскопии основные трудозатраты астронома сводились к наблюдениям с низкой квантовой эффектив-

ностью и длительной кропотливой ручной обработке спектрограмм. Это, в свою очередь, завершалось относительно небольшим числом спектроскопических публикаций. Каждый ведущий спектроскопист знал всю литературу по своему направлению исследований. На протяжении жизни современного астронома количество публикаций по любому из направлений проэволюционировало от досконально известного до необозримого. Однако такой рост объясняется не повышением производительности труда каждого спектроскописта, а увеличением числа работающих телескопов и астрономов. Рост числа публикаций означает, что доля времени, затрачиваемого астрономом на изучение литературы, должна возрасть (хотя далеко не все публикации свидетельствуют об анализе основной литературы по вопросу). Такой рост возможен только за счет сокращения времени на подготовку аппаратуры, выполнение наблюдений, последующую обработку и анализ. Известное развитие технологии увеличило информативность наблюдений в целом на два — четыре порядка, но не сократило трудозатраты на «сервисные функции», сохранившиеся за наблюдателем. На малых телескопах количество новой информации, которое астроном может «высидеть» за ночь наблюдений, еще сильнее контрастирует с тем объемом информации, которую можно за это время изучить по публикациям. В этом, как нам кажется, корни низкой престижности наблюдений вообще и наблюдений на малых телескопах в особенности. Кроме того, при относительно небольшом количестве зарегистрированных фотонов исследуемые эффекты проявляются на малых телескопах слабее и в среднем требуют более детальной аргументации (имеешь меньше света — затрачивай больше логики). Режим удаленных наблюдений, как и наблюдения на телескопах-роботах, пока являются экзотическими исключениями, к которым можно стремиться, и сегодня удаленные наблюдения не определяют характер труда большинства астрономов. На больших зарубежных телескопах выход из положения найден — наблюдения выполняются небольшим числом профессионалов, для которых этот вид деятельности официально признан основным (знания литературы по наблюдаемому объекту от них не требуют). На малых телескопах такой роскоши нет, и здесь существует два способа сокращения технологических трудозатрат астронома-наблюдателя: не наблюдать лично, доверяя этот процесс коллегам, или совершенствовать технику наблюдений, уделяя основное внимание повышению эффективности аппаратуры. Кто-то должен идти по второму пути, и для него подготовлен этот обзор.

Выводы

Перечислены основные типы аппаратуры телескопов малых и умеренных диаметров, избранные конструктивные решения рассмотрены чуть детальнее. Считаем, что аппаратурное оснащение таких телескопов имеет большие резервы, состоящие, в том числе, и в сочетании давно известных решений с новыми технологическими возможностями. Оцениваются некоторые перспективы развития данного аппаратурно-методического направления. Полный текст обзора опубликован в препринте САО, №195, 2004.

Работа поддержана РФФИ (проект 03-07-90045).

Список литературы

1. *Richardson E. H.* // JRAS Canada. 1968. Vol. 62. P. 313.
2. *Warner B.* // Instrumentation and research programmes for small telescopes /Ed. by J. B. Hearnshaw, P. L. Cottrell. IAU Symp. 1986. № 118. P. 3.
3. *Barden S. C., Arns J. A., Colburn W. S.* // Proc. SPIE. 1998. Vol. 3355. P. 866.

МОЖЕТ ЛИ НАША ВСЕЛЕННАЯ БЫТЬ КОНЕЧНОЙ СО СЛОЖНОЙ ТОПОЛОГИЕЙ?

В самом начале 2003 г. появились первые данные наблюдений реликтового фона, выполненные на космическом зонде WMAP (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe) [1]. Впервые множество космологических параметров были измерены с необычайно высокой точностью. Но за несколько месяцев первые, самые важные результаты и предсказания были сделаны, и любопытство ученых переместилось от полученных результатов к проблемам, оставшимся необъясненными.

Наблюдения

Одна из этих проблем — очень низкие амплитуды двух низших мультиполей (сферических гармоник) реликтового фона: квадруполь и октополь. Эта проблема была известна и ранее, то только в очень точных данных WMAP она встала «во весь рост». На самом деле самой низкой сферической гармоникой является диполь. Он описывает поведение реликта на угловых масштабах, равных 180° : в одном полушарии небесной сферы температура и яркость микроволнового фона оказываются выше, а в другой — ниже. К сожалению, эту гармонику невозможно отделить от влияния на фон эффекта Доплера, связанного с движением наблюдателя. Вторая гармоника (квадруполь) описывает распределение флуктуаций температуры реликта на угловых масштабах в 90° , а третья гармоника (октополь) —, соответственно на 60° . Оказалось, что наблюдаемая амплитуда квадруполя составляет только $1/7$ от предсказываемого теорией уровня, а амплитуда октополя — 72 % (рис. 2). Это отклонение

слишком велико, и его трудно объяснить случайными флуктуациями наблюдаемого микроволнового космического фона. Некоторые исследователи начали предлагать ввести для объяснения этого отклонения «новую физику» (см., например, [2]), другие с ними не соглашались [3]. Пока, однако, никто не предложил какой-либо физический механизм, который привел бы к уменьшению амплитуд двух низших гармоник.

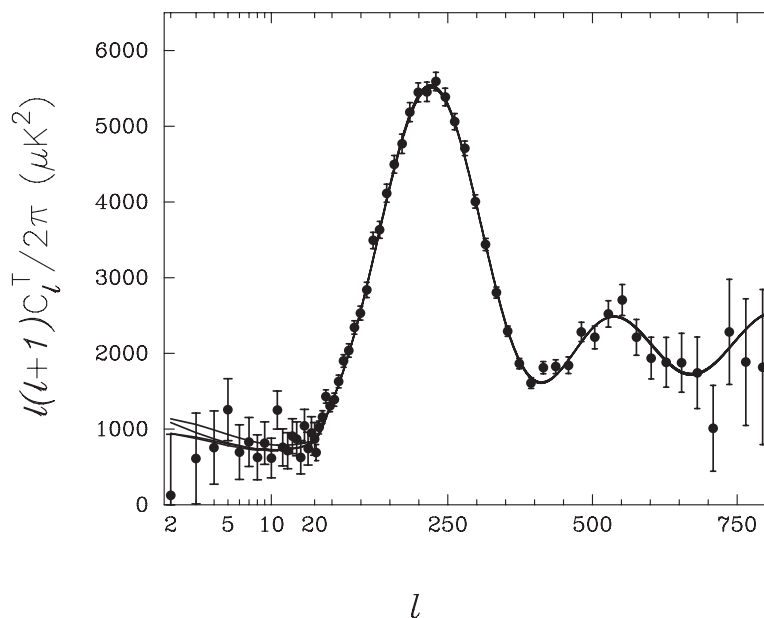


Рис. 1. Спектр мощности угловых распределений флуктуаций реликтового фонового излучения по данным WMAP и некоторых других экспериментов. По вертикали отложена амплитуда флуктуаций, по горизонтали — номера гармоник (начиная с $\ell = 2$) или угловые масштабы. Черные точки — наблюдательные данные, красная линия — предсказания теоретической модели для плоской Вселенной, лучше всего согласующиеся с наблюдениями, серая полоса — допустимая ошибка теоретических предсказаний. Слишком низкие значения двух низших гармоник показаны зеленым цветом. Низкая амплитуда только одного октуполя ($\ell = 3$) недостаточно значима, но вместе с очень низким значением второй гармоники становится важным наблюдательным фактом. График взят из работы [5]

Топология

В работе Люмине и др. [4], опубликованной в «Nature», такое решение предложено, только оно оказалось связанным не с физикой, а с геометрией, точнее, с топологией.

Основная суть этого решения заключается в том, что наша Вселенная имеет конечный объем и размеры, которые не может превышать длина волны самого крупномасштабного возмущения в таком Море. А тот факт, что мы не видим каких-либо его границ, объясняется сложной топологией. Идея Вселенной со сложной топологией отнюдь не нова. Фридмановские модели обладают самыми простыми из возможных топологий: плоская и открытая модели по топологической структуре эквивалентны плоскости, а замкнутая модель — сфере (приведены двумерные аналогии). Следующая по сложности после плоскости и сферы фигура — тор. Только не надо его представлять в виде бублика, гораздо более подходящее для наших целей представление — прямоугольник у которого склеены противоположные стороны. Очень хорошая аналогия — экран некоторых игровых приставок: объект, уходящий за правую границу экрана, появляется слева, а ушедший вниз — сверху. При этом геометрия такого тора остается Евклидовой, то есть параллельные линии не пересекаются, сумма углов треугольника равна 180° и т. д.

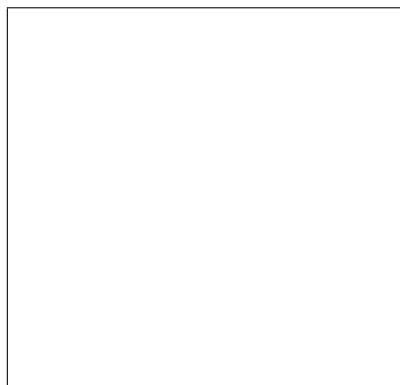


Рис. 2. Двумерный тор

Чтобы получить трехмерный тор, нужно попарно склеить противоположные стороны прямоугольного параллелепипеда (бруска). В этом случае получится бесконечное пространство, не имеющее гра-

ниц, но с конечным объемом; и в какую бы стороны мы ни смотрели мы будем глядеть в затылок своим собственным изображениям.

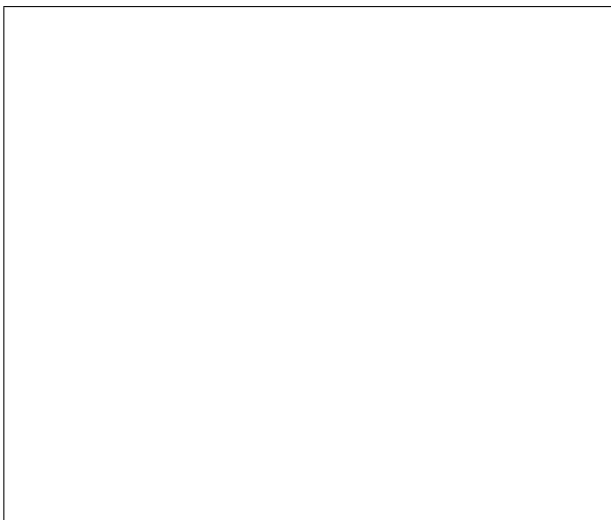


Рис. 3. Вид, открывающийся наблюдателю внутри трехмерного тора, похож на то, что можно увидеть в комнате, все стены, пол и потолок которой зеркальные; только изображение, в отличие от обычного зеркального отражения, не перевернуто. Луч зрения уходит, скажем, сквозь правую стену и возвращается из левой стены; поэтому, глядя направо, наблюдатель видит комнату так, как будто он смотрит на нее снаружи сквозь прозрачную левую стену (только при этом он видит в комнате своего двойника). Аналогичные картины возникают при взгляде вперед или вверх. Так как луч зрения при продолжении неограниченно пронизывает трехмерный тор, комната будет выглядеть как простирающаяся во все стороны бесконечная прямоугольная решетка. Но трехмерный тор не бесконечен, поскольку все видимые образы, составляющие бесконечную прямоугольную пространственную решетку, — изображения одного и того же предмета

Давайте посмотрим, из каких фигур можно строить топологически сложные пространства. Условия, которые на них налагаются, логичны и понятны.

1. Тела свободно пересекают грани исходной фигуры (грань не стенка): не должно оставаться не склеенных граней.

2. В пространстве нет дыр и разрывов: грани склеиваются целиком, то есть имеют одинаковую форму.
3. Тела при пересечении грани фигуры не меняют своих размеров: склеиваемые грани должны быть одного размера (они склеиваются без растяжения).
4. Тела при пересечении ребра или вершины не разрываются:
 - соседние грани фигуры склеиваются с соответствующей парой соседних граней;
 - сумма двугранных углов вокруг ребра должна составлять 2π , а трехгранных углов у вершины — 4π .

Построение пространства со сложной топологией можно представить себе и по-другому — не как склейку граней одной фигуры, а как заполнение пространства бесконечным числом копий начальной фигуры. (Перечисленные выше ограничения для такой процедуры означают, что пространство заполняется копиями фигуры без зазоров и растяжений.) Процедура заполнения пространства имеет наглядную аналогию в двумерии — задачу о «паркете» (или «мозаике») — о мощении плоскости без зазоров одинаковыми геометрическими фигурами. Плоскость можно без зазоров покрыть треугольниками, параллелограммами и центрально-симметричными шестиугольниками.

Для заполнения трехмерного пространства пригодно также небольшое количество фигур: параллелепипеды и шестигранные призмы. Из пяти **правильных многогранников** (так называемых Платоновых тел) для заполнения Евклидова пространства годится только куб (рис. 5). Если для заполнения пространства используются фигуры (прямоугольные параллелепипеды, кубы, правильные шестигранные призмы), обладающие дополнительными симметриями, то соседние фигуры могут быть повернуты друг относительно друга (на 90° , 180° или 60°), что соответствует склейке граней фигуры с соответствующим поворотом. Разные «повороты» при склейке создают пространства с разными топологиями.

(Более подробно о таких пространствах со сложной топологией можно прочитать в популярной статье [6].)

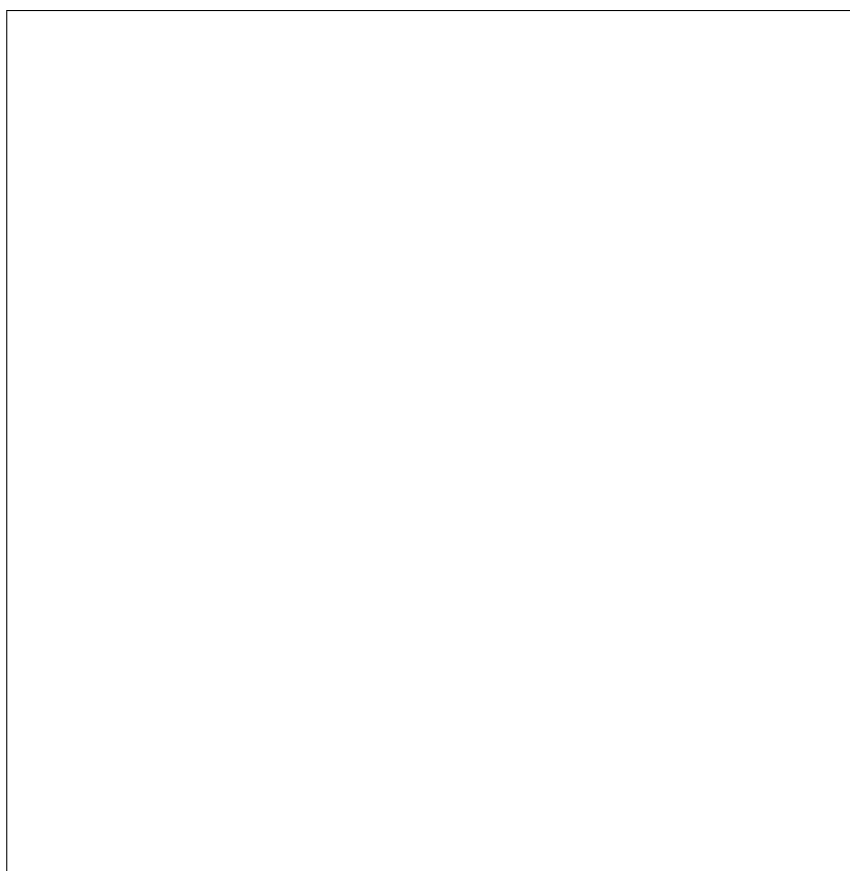


Рис. 4. Три возможных варианта покрытия плоскости правильными многоугольниками

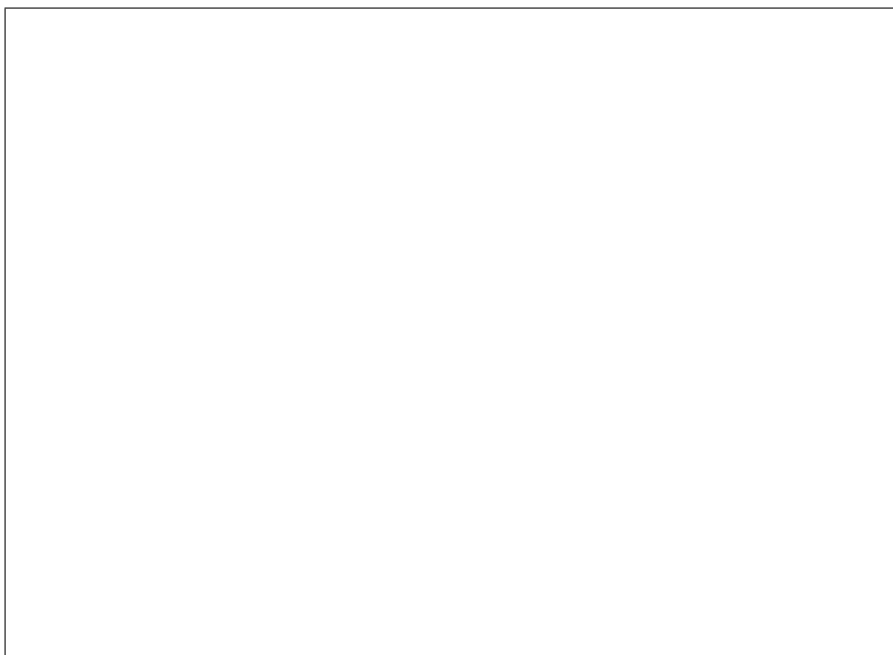


Рис. 5. Правильные многогранники — Платоновы тела. Грани этих фигур являются одинаковыми правильными многоугольниками и в каждой вершине сходится одно и то же число граней

Искривленные пространства

А вот заполнить плоскость другими правильными многоугольниками не удастся. Например, у правильного пятиугольника угол при вершине равен 108° . Если сложить три пятиугольника, то останется зазор в 36° , а если четыре, то они станут накладываться друг на друга (сумма углов при вершинах будет равна 432° , что превышает 360°). Для многоугольников с числом сторон, большим шести, наложение возникает уже при попытке сложить вместе три фигуры (поскольку углы правильного n -угольника равны $180^\circ - 360^\circ/n$).

Эта картина очень похожа на то, что получается при заполнении пространства додекаэдрами. Это правильные многогранники, у которых 12 граней, 20 вершин и 30 ребер, все их грани являются правильными пятиугольниками, а в каждой вершине сходятся три грани

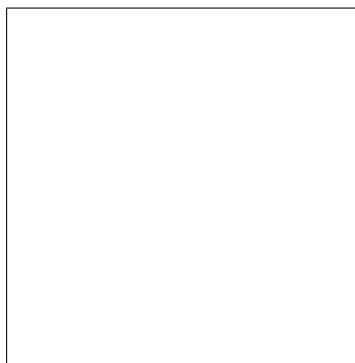


Рис. 6. Попытка покрыть плоскость правильными пятиугольниками

и соответственно три ребра (см. рис. 5). Как при попытке сложить ребрами три такие фигуры, так и при совмещении вершин четырех многогранников остаются «щели».

Что изменится, если попробовать выложить паркет не на плоской, а на кривой поверхности? Для того чтобы элементы паркета в разных местах поверхности оставались одинаковыми по форме, поверхность должна обладать постоянной кривизной. В двумерном случае постоянной отрицательной кривизной обладают гиперболические поверхности, положительной — сферы, а плоскость является промежуточным случаем — поверхностью с постоянной нулевой кривизной.

Прямыми на этих поверхностях являются кратчайшие линии, соединяющие пары точек. На сфере такими линиями являются дуги больших кругов (кругов, плоскости которых проходят через центр сферы). Соответственно фигуры, бывшие на плоскости треугольниками, квадратами и многоугольниками, на сфере превращаются в сферические треугольники и многоугольники. Интересной особенностью этих фигур является зависимость суммы углов при их вершинах от размера фигуры (точнее, от ее площади). Так, у маленького сферического треугольника сумма углов только слегка превышает 180° , а у треугольника, занимающего почти половину сферы, она приближается к 360° (рис. 7). На гиперboloиде наблюдается противоположная картина: сумма углов многоугольника меньше, чем на плоскости, и убывает с ростом его размеров.

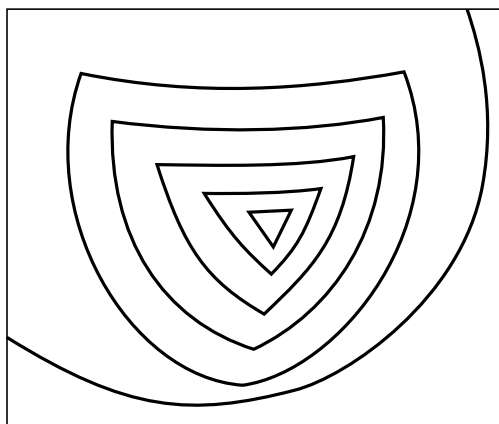


Рис. 7. С увеличением размеров сферического треугольника его углы становятся более тупыми, а их сумма увеличивается

Если взять правильный пятиугольник на сфере, то при определенных размерах его углы станут равными 120° (а не 108° , как на плоскости) и три таких пятиугольника будут без зазоров стыковаться друг с другом, если их сложить вершинами. Более того, двенадцать пятиугольников такого размера без зазоров покрывают всю сферу. Эта фигура вам наверняка хорошо известна: некоторое время назад так шили футбольные мячи. (Сейчас их чаще всего собирают из двух типов фигур: пяти и шестиугольников.) По-другому, показанную фигуру можно представить, как проекцию ребер и граней правильного додекаэдра на описанную вокруг него сферу.

Аналогичная картина получается при заполнении трехмерного пространства «трехмерными пятиугольниками» — додекаэдрами. Заполнить ими Евклидово пространство «без щелей» не удастся. Но в пространстве положительной кривизны их углы (и двугранные углы при ребрах фигуры, и телесные при вершинах) с увеличением размеров фигуры растут таким образом, что в определенный момент все зазоры исчезают и 120 сферических додекаэдров (каждый из которых сам напоминает футбольный мяч) целиком заполняют поверхность трехмерной гиперсферы.

(Не менее интересные результаты получаются и в гиперболических пространствах с отрицательной кривизной. Более подробно об этом можно прочитать в научно-популярной статье [7].)

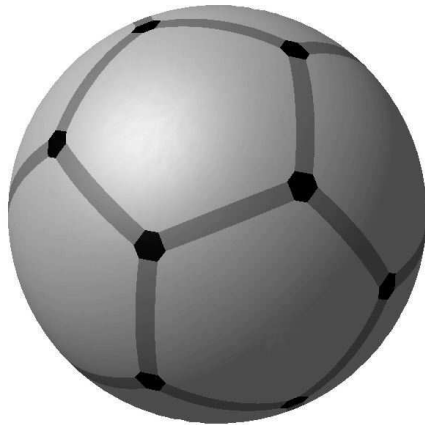


Рис. 8. Сфера, собранная из двенадцати сферических пятиугольников

Вселенная, построенная из двенадцатигранников, обладает по крайней мере двумя преимуществами по сравнению с основанной на кубических торах.

1. Додекаэдральная структура жесткая, в отличие от кубической, обладающей шестью степенями свободы (растяжения по каждой из трех осей и перекосы).
2. Додекаэдральное пространство глобально однородно, его геометрия и наблюдаемый в нем спектр флуктуаций не зависят от положения наблюдателя внутри исходного многогранника.

Периодичность

Во вселенной (это слово специально написано со строчной буквы) конечного размера мы не можем создать структуру, масштаб которой превосходит ее размер. Склейка граней исходной фигуры или заполнение трехмерного пространства копиями исходной области приведут к тому, что в видимой нами безграничной Вселенной размеры структур и возмущений будут ограничены тем же масштабом.

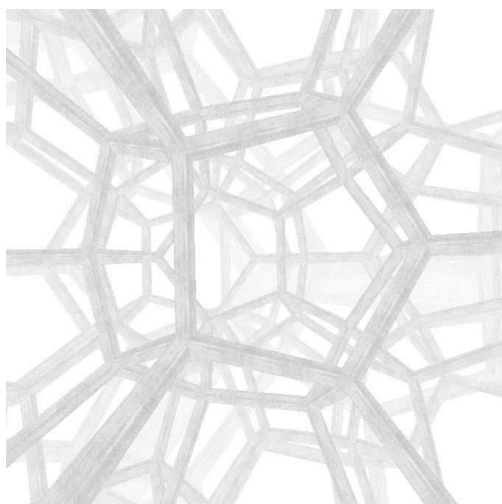


Рис. 9. Сто двадцать сферических додекаэдров, полностью заполняющих трехмерную гиперсферу

А какие возмущения мы увидим на небе? Как они будут распределяться по небесной сфере во Вселенной со сложной топологией?

Если бы Вселенная не эволюционировала со временем, то все видимые нам копии исходного мира полностью совпадали бы друг с другом. Тогда во Вселенной, построенной из кубов, мы бы видели картину, показанную на рис. 4. Каждый объект был бы окружен шестью своими копиями, расположенными вдоль ребер куба. Дипольная и квадрупольная составляющая в такой структуре точно равны нулю, а третья гармоника (октуполь) может иметь произвольно высокую амплитуду.

Во Вселенной, построенной из додекаэдров (рис. 9), картина была бы несколько другой: каждый объект был бы окружен дюжиной своих копий, в такой структуре строго равна нулю амплитуда диполя, следующие две гармоники (квадруполь и октуполь) подавлены, а амплитуды остальных определяются распределением структур в начальном многограннике. Не правда ли, эта картина очень похожа на наблюдаемую (рис. 2)?

Очень легко представить и противоположную ситуацию, когда размеры видимой части Вселенной меньше начальной фигуры. В этом случае наблюдаемая нами картина не будет отличаться от того,

что мы бы увидели в бесконечной Вселенной с простой топологией (это отличие может появиться на более поздних — в космологических масштабах — временах).

На самом деле все не так просто. Когда мы наблюдаем другие галактики, то мы смотрим не только вдаль, но и в прошлое. Это связано с конечностью скорости света. Если бы размер нашей Вселенной составлял несколько мегапарсек, свет от копий нашей Галактики доходил бы к нам за несколько млн лет. За это время галактика изменяется не слишком сильно, и мы смогли бы «узнать себя» в этих «отражениях», а может быть, даже попытались отыскать в них Солнечную систему. Если увеличить размеры начального мира до сотен тысяч световых лет, подобное опознание становится затруднительным, а узнать Млечный Путь за 2–3 млрд лет до нашей эры мы бы просто не смогли. Однако все поиски периодической структуры с размерами от 1000 мегапарсек и меньше, которые проводились последние 10–20 лет, не дали положительного результата. Это означает, что если наша Вселенная и имеет ограниченный объем, то его размеры очень велики, если мы и видим самих себя, то в столь далеком прошлом, что какое-либо отождествление с современными объектами становится практически невозможным.

Космология

Какие предсказания дает додекаэдральная модель Вселенной и как они соотносятся с наблюдениями?

В данной модели пространство должно обладать положительной кривизной (быть замкнутым), причем обладать строго определенным значением отношения средней плотности к критической $\Omega \simeq 1.013$ (это значение — математическая константа, которую можно вычислить с любым числом знаков после запятой). И это значение попадает внутрь допустимого диапазона! Данные WMAP дают $\Omega = 1.02 \pm 0.02$.

(Более того, если рассчитать ожидаемый спектр возмущений не для плоской модели с $\Omega = 1$, как показано на рис. 2, а для $\Omega = 1.013$, то окажется, что и октуполь, и диполь гораздо лучше согласуются с наблюдениями!)

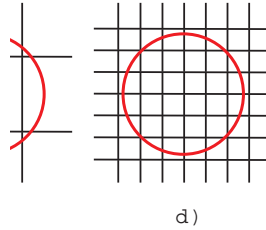


Рис. 10. Возможные соотношения размеров горизонта (красная окружность) и исходных многогранников: а) бесконечная Вселенная, б) горизонт меньше исходного многогранника, с) горизонт слегка больше исходного многогранника, d) горизонт охватывает много копий исходного многогранника. В случаях а и б различия наблюдаться не будут

Как устроена такая Вселенная?

Для космологической модели с $\Omega = 1.013$ радиус горизонта будет составлять 38 % от радиуса кривизны Вселенной (R), а границы додекаэдра будут лежать в интервале от 31 % R (центры граней) до 39 % R (вершины) от его центра. Объем такого многогранника будет составлять 83 % от объема сферы горизонта. Отношение размеров додекаэдра к радиусу кривизны остается постоянным, поскольку при расширении Вселенной эти величины изменяются пропорционально друг другу. Горизонт Вселенной ведет себя по-другому. Его поведение зависит от закона расширения, более подробно это описано в статье [8].

Пятна на небе

Сложная топология нашей Вселенной будет проявляться в наблюдениях только в том случае, если размеры горизонта превосходят размеры исходного многогранника и в доступную нам область Вселенной хотя бы частично попадают участки его копий. Если же исходная фигура превосходит по размерам горизонт, но наблюдаемая картина не будет отличаться от вида бесконечной Вселенной. Схематически данное утверждение показано на рис. 10.

Для указанного выше размера горизонта ($0.38R$) наличие копий Вселенной будет проявляться в виде шести пар расположенных в противоположных направлениях на небесной сфере кругов диаметром 70° . Они образуются при пересечении сферы последнего рассе-

яния с гранями додекаэдра. Сфера последнего рассеяния (граница рекомбинации), по данным WMAP, расположена на среднем красном смещении $z = 1089 \pm 1$, то есть слегка меньше горизонта. Температура реликтового излучения в каждом из кругов такой пары будет одинаковым образом отличаться от среднего ее значения, так как регистрируемое от кругов излучение испускается областями Вселенной, заполненных одним и тем же веществом (см. рис. 11).

Теоретические аспекты

То, что наша Вселенная может оказаться замкнутой, ставит определенные вопросы перед инфляционным сценарием, который сегодня успешно объясняет большинство свойств окружающей нас Вселенной. Полной ясности в этой проблеме (инфляция в замкнутой Вселенной) пока нет, но, кажется, космологи готовы к ее решению.

Заключение

Как подтвердить или опровергнуть модель, описанную в данной статье? Она предсказывает два следствия, которые допускают экспериментальную проверку, причем в ближайшее время.

1. Вселенная должна быть замкнутой с $\Omega \simeq 1.013$.
2. На небе должны наблюдаться 6 пар кругов диаметром 70° (центры которых соответствуют серединам граней правильного додекаэдра) распределение возмущений реликтового излучения в которых должно попарно коррелировать друг с другом.

Первый аргумент является гораздо более весомым, чем второй. Указанные круги уже искали, но пока они не обнаружены (см. [9]), и это еще не конец данной истории. А вот если наблюдения покажут, что $\Omega \neq 1.013$, то о «двенадцатигранной» Вселенной придется забыть. Такие данные можно ожидать от продолжающего свою миссию WMAP или от строящегося аппарата следующего поколения для исследователя космического микроволнового фронта — спутника Planck.

И конечно, остается возможность, что для приведенных в начале данной статьи фактов найдутся совсем другие объяснения. Этого вполне можно ожидать, так как указаний в пользу именно такой топологически сложной модели Вселенной очень мало. Пока ими являются только низкие амплитуды двух первых гармоник спектра

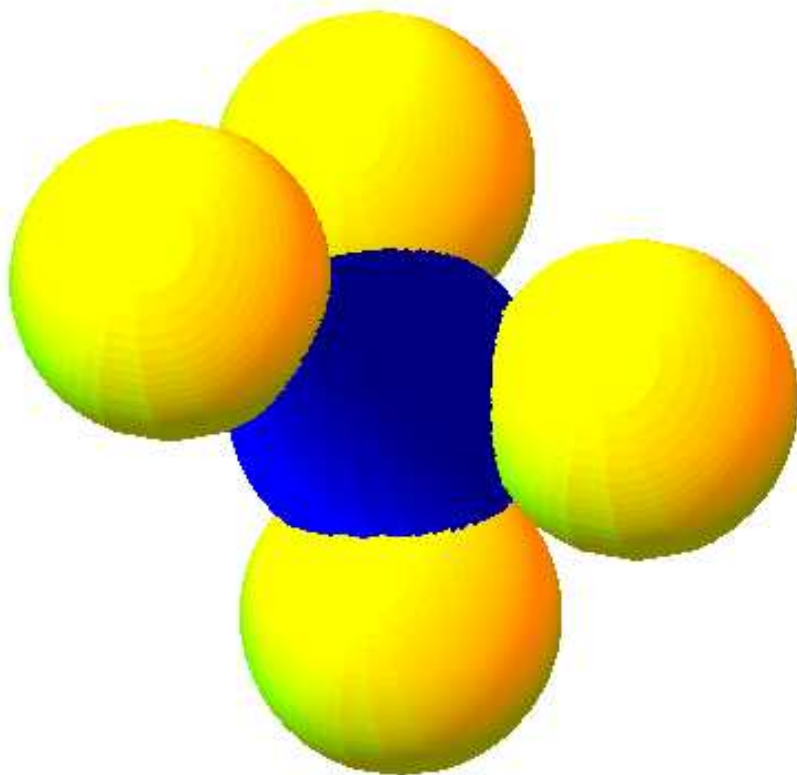


Рис. 11. Пересекающиеся сферы последнего рассеяния для основного многогранника и для некоторых его копий

мощности реликтового излучения. Этого достаточно, чтобы начать обсуждать данную модель, но, чтобы убедить научную общественность в ее «серьезности», нужны дополнительные аргументы.

Данный обзор написан при поддержке грантов РФФИ 04-02-16720, 02-02-16500, 02-07-90222, 04-07-90366, 04-07-90234.

Список литературы

1. Wilkinson Microwave Anisotropy Probe, <http://map.gsfc.nasa.gov/>
2. *Kesden M., Kamionkowski M., Cooray A.* Can Cosmic Shear Shed Light on Low Cosmic Microwave Background Multipoles? // *Phys. Rev. Lett.* 2003. Vol. 91. P. 221302. (astro-ph/0306597)
3. *Efstathiou G.* The Statistical Significance of the Low CMB Multipoles // *MNRAS* 2003. Vol. 346. P. L26. (astro-ph/0306431)
4. *Luminet J.-P., Weeks J., Riazuelo A., Lehoucq R., Uzan J.-P.* Dodecahedral space topology as an explanation for weak wide-angle temperature correlations in the cosmic microwave background // *Nature*. 2003. Vol. 425. P. 593. (astro-ph/0310253)
5. *Efstathiou G.* Is the Low CMB Quadrupole a Signature of Spatial Curvature? // *MNRAS* 2003. Vol. 343. P. L95. (astro-ph/0303127)
6. *Мадера А.* Какую форму имеет наша Вселенная? // *Наука и жизнь* 2002. № 8. С.46. (<http://www.astronet.ru/db/msg/1194194>)
7. *Тёрстон У. П., Уикс Дж. Р.* Математика трехмерных многообразий // *В мире науки*. 1984. № 9., С. 74. (<http://www.astronet.ru/db/msg/1195149>)
8. *Davis T. M., Lineweaver C. H.* Expanding Confusion: common misconceptions of cosmological horizons and the superluminal expansion of the Universe // astro-ph/0310808
9. *Cornish N. J., Spergel D. N., Starkman G. D., Komatsu E.* Constraining the Topology of the Universe // astro-ph/0310233

ПУЛЬСИРУЮЩИЕ МАГНИТНЫЕ ПЕКУЛЯРНЫЕ ЗВЕЗДЫ

Введение

Вдоль практически всей главной последовательности (ГП) диаграммы Герцшпрунга–Рессела от самых горячих звезд до звезд солнечного типа расположены различные группы пульсирующих звезд. Положение этих групп схематически показано на рис. 1 заштрихованными эллипсами. Разный наклон штриховых линий указывает на различные виды мод пульсаций: наклон по часовой стрелке выделяет звезды, пульсирующие в акустических p -модах, где основной противодействующей силой является давление. Наклон против часовой стрелки выделяет звезды, пульсирующие в гравитационных g -модах, где основной противодействующей силой является плавучесть. Наиболее важным различием между этими двумя видами колебаний является зависимость их амплитуды от расстояния от центра звезды: g -моды имеют большие амплитуды около центра звезды с довольно быстрым затуханием к поверхности, тогда как амплитуды p -мод растут в оболочке звезды. Существует только одна небольшая область на ГП в интервале температур 8000–12500 К, где пульсирующие звезды не наблюдаются. В эту область попадает большинство магнитных химически пекулярных (Ap) звезд. Ap звезды отличаются от обычных A и B звезд наличием достаточно сильного упорядоченного магнитного поля полоидального типа в атмосфере, а также значительно увеличенным атмосферным содержанием большинства химических элементов, тяжелее Ca. Легкие элементы, He, CNO, как правило имеют дефицит в атмосфере; исключение составляет Si, который в горячей части Ap звезд имеет избыток до двух порядков по сравнению с солнечной атмосферой. Из-за наличия сильных глобальных магнитных полей в атмосферах Ap звезд они считаются очень стабильными и не подверженными различного рода возмущениям. Кроме того, Ap звезды вращаются гораздо медленнее, чем нормальные звезды того же спектрального класса.

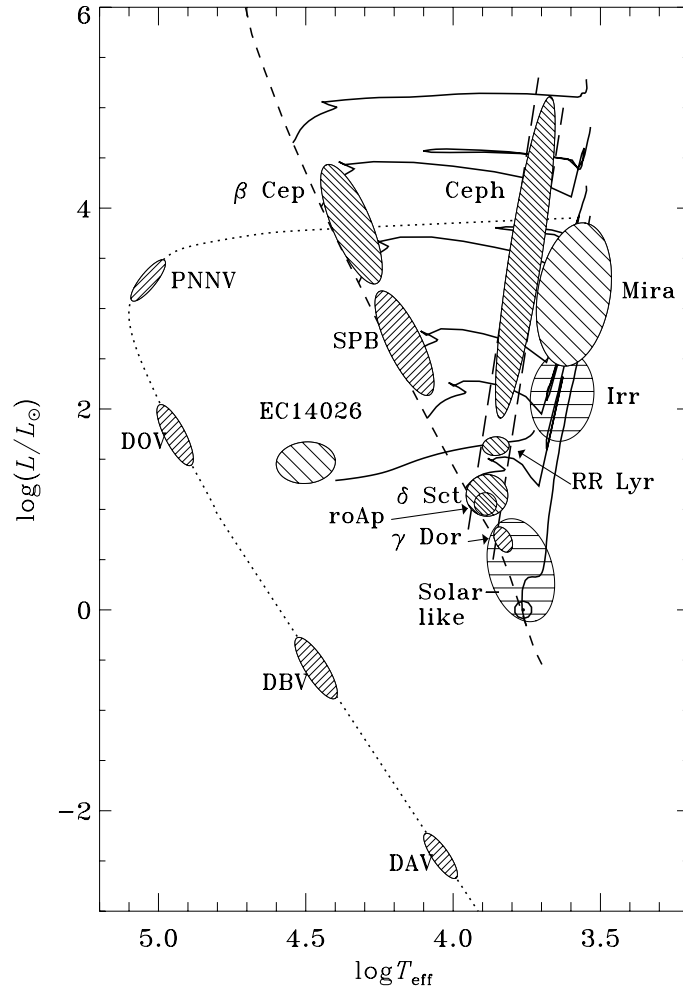


Рис. 1. Расположение групп пульсирующих звезд на диаграмме Герцшпрунга—Рессела [1]. Линия с короткими штрихами показывает ГП нулевого возраста, пунктирной линией показана линия охлаждения белых карликов, сплошными линиями — эволюционные треки для 1, 2, 3, 4, 7, 12 и 20 солнечных масс. Классическая полоса неустойчивости отмечена двумя линиями с длинными штрихами

Однако самые холодные Ap звезды с $T \leq 8000$ К попадают в классическую полосу неустойчивости, показанную на рис. 1 почти вертикальными линиями с длинными штрихами. В этой полосе расположено подавляющее большинство классических пульсаторов типа δ Sct, RR Lyr, цефеиды, которые пульсируют в низких обертонах радиальных и нерадиальных p -мод. δ Sct-звезды частично перекрываются с холодными Ap звездами на ГП. δ Sct-звезды пульсируют с низкими амплитудами ($A < 0.8$ mag) и с короткими периодами в пределах 0.5–7 ч. Основным источником возбуждения этих колебаний является скачок поглощения в зоне ионизации He II (κ -механизм). Хотя в звездах с $T \leq 8000$ К линии He не наблюдаются и содержание его прямыми методами спектроскопии определить не удастся, по аналогии с горячими Ap звездами, где дефицит гелия достигает порядка и выше, все Ap звезды считаются обедненными гелием. В этом случае пульсаций не должно быть, поскольку гелий почти полностью отсутствует в зоне ионизации He II. Тем не менее Дон Куртц в 1978 г. провел быструю фотометрию одной из самых пекулярных среди Ap звезд звезды Пшибыльского (HD 101065) и обнаружил переменность блеска с очень маленькой амплитудой 10 mmag и с периодом 12.15 мин [2]. Таким образом, звезда Пшибыльского дала начало новому классу пульсирующих звезд, которые называются roAp звезды (rapidly oscillating Ap stars).

Основные характеристики roAp звезд

В настоящее время группа roAp звезд состоит из 32 объектов, обнаруженных по фотометрическим изменениям блеска. Подробный обзор roAp звезд был сделан Куртцем [3]. roAp звезды лежат в интервале эффективных температур 6400–8100 К в средней части ГП. Периоды пульсаций очень короткие, 5–15 мин, с амплитудой (от пика к пику) в пределах 0.8–15 mmag. Отсюда следуют необычайно высокие требования к точности наблюдений этих звезд. Диапазон магнитных полей очень велик — от практически нулевого поля (HD 203932) до среднего поверхностного поля ≈ 8 кГс (HD 166473). Большинство звезд мультипериодичны, что усложняет поисковые наблюдения, поскольку пульсации могут практически исчезать время от времени из-за биений. Многие основные частоты представляют собой триплеты с расщеплением, точно равным частоте вращения звезды. Для ряда звезд с хорошо известными периодами вращения и кривыми изменения магнитного поля была получена вращательная модуляция

амплитуды колебаний, при этом максимум амплитуды точно совпадает с максимумом магнитного поля. Чтобы объяснить наблюдения, Куртц [4] предложил модель, в которой ось пульсаций совпадает не с осью вращения, как у классических пульсаторов, а с осью магнитного поля, которая наклонена к оси вращения звезды под определенным углом. Эта модель получила название модели наклонного пульсатора (МНП). Если основная мода колебаний дипольная, то при вращении звезда поворачивается к наблюдателю разными полюсами и мы видим скачок фазы пульсаций в π радиан 2 раза за полный оборот звезды. Подтверждение модели наклонного пульсатора получено по наблюдениям ряда звезд, в частности γ Ar звезды HR 3831 [5]. На рис. 2 хорошо видны двойная волна в изменении за

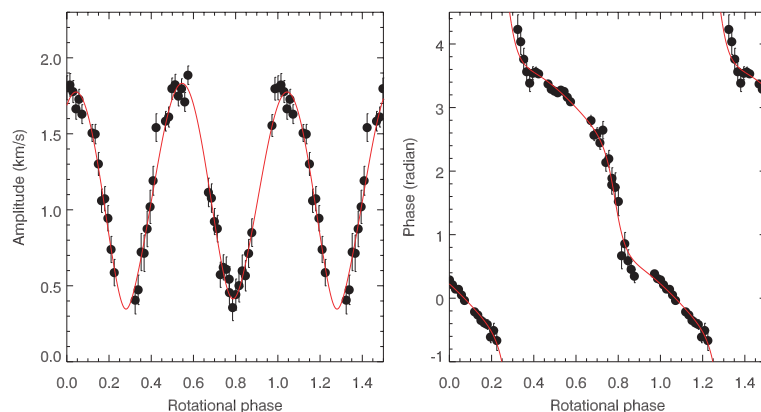


Рис. 2. Изменение с периодом вращения амплитуды (слева) и фазы (справа) пульсаций лучевой скорости в атмосфере γ Ar звезды HR 3831

период вращения амплитуды спектроскопических (лучевые скорости — RV) пульсаций и соответствующие скачки в изменении фазы пульсаций. Анализ наблюдаемых частот пульсаций показывает, что γ Ar звезды пульсируют в высоких обертонах нерадиальных p -мод с низкими ℓ . Чаще всего это дипольные колебания ($\ell = 1$). Обычный κ -механизм, ответственный за колебания звезд в классической полосе неустойчивости (зона ионизации He II), возбуждает p -моды низких обертонов, а колебания высоких обертонов быстро затухают. В γ Ar звездах, напротив, только высокие обертоны. В принципе, такие колебания могут возбуждаться в зоне ионизации водорода, и соответствующая модель была предложена в работе [6]. Магнитное поле в

данной модели управляет конвекцией: в районе магнитных полюсов, где поле вертикально к поверхности, конвекция подавляется, атмосфера звезды стратифицирована и поэтому химически неоднородна, и происходит возбуждение колебаний высоких обертонов, тогда как в районе магнитного экватора конвекция не подавляется, и атмосфера остается однородной, что приводит к стабилизации колебаний p -мод высоких обертонов. Эта модель не объясняет всех явлений, наблюдаемых в γ Ar звездах.

Пульсации лучевых скоростей (RV)

Как было сказано, амплитуды колебаний блеска в γ Ar звездах очень малы, но уже первые наблюдения колебаний лучевых скоростей показали, что RV амплитуды могут быть весьма большими и очень сильно зависят от принадлежности спектральной линии, по которой проводятся наблюдения, тому или иному химическому элементу [7] – [9]. На рис. 3 показаны кривые лучевых скоростей, измеренные по трем линиям одинаковой интенсивности, но принадлежащие различным элементам, в спектре звезды γ Equ, в атмосфере которой наблюдаются самые максимальные по величине RV амплитуды. Типичные наблюдаемые RV амплитуды обычно меньше, в пределах $50\text{--}300\text{ м с}^{-1}$, поэтому к спектроскопическим наблюдениям γ Ar звезд предъявляются очень высокие требования: необходимо получить спектры в большом диапазоне длин волн (чтобы не пропустить область, где расположены линии с большими RV амплитудами) с высоким временным разрешением (время одной экспозиции должно быть не более $1\text{--}1.5$ мин), с большим отношением сигнала к шуму (не менее $60\text{--}80$) и по возможности с высоким спектральным разрешением, чтобы исследовать пульсационное поведение отдельных линий. Так как большинство известных γ Ar звезд слабее 7-й величины, то такие наблюдения возможны только с помощью эшелль-ных спектрографов самых больших телескопов. В настоящее время анализ переменности пульсационных лучевых скоростей отдельных линий проведено только для шести γ Ar звезд. Во всех случаях наблюдается одна и та же картина: максимальные амплитуды показывают линии редкоземельных элементов (РЗЭ) в первой и во второй стадиях ионизации, тогда как линии показывают почти на порядок меньшие амплитуды либо не пульсируют совсем. На рис. 4 приведена область спектра с двумя сильными линиями Nd III и Pr III и стандартное отклонение индивидуальных спектров во временной се-

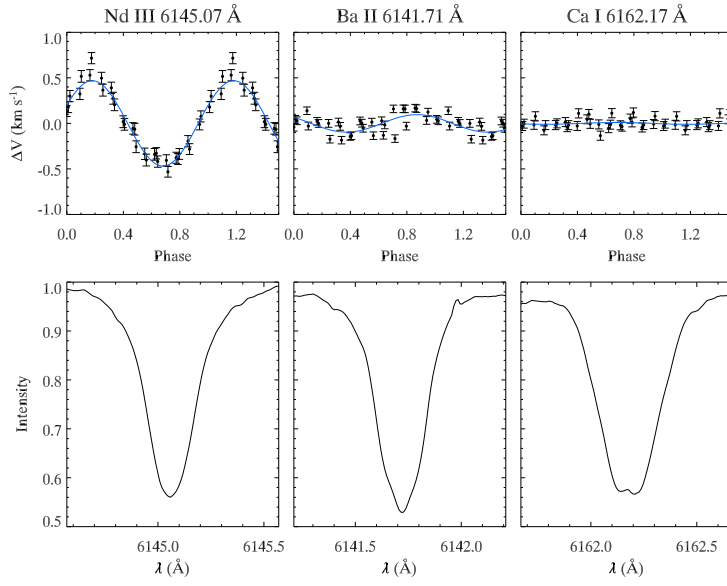


Рис. 3. Пульсационные кривые лучевых скоростей трех спектральных линий в атмосфере γ Equ [8]. Внизу показаны профили этих линий

рии наблюдений от среднего спектра для четырех γ Equ звезд. Если линия не показывает пульсационных сдвигов, то STD представляет собой просто шумовую дорожку, если же линия пульсирует, то мы имеем резкий пик на графике STD, обычно двойной в случае медленно вращающихся звезд (HR 1217, α Cir, γ Equ) или столбообразный для звезд с более быстрым вращением (HR 3831). Стандартное отклонение служит хорошим критерием для отбора пульсирующих линий. Такая избирательная пульсация лучевых скоростей в линиях отдельных элементов не может происходить в атмосфере звезды с однородным химическим составом. О существовании стратификации химических элементов в атмосферах магнитных химически пекулярных звезд свидетельствуют и другие особенности, наблюдаемые в спектрах, которые я здесь рассматривать не буду. В работе [10] был проведен анализ стратификации химических элементов в атмосфере γ Equ и было показано, что большинство наблюдаемых спектральных аномалий, а также амплитуды пульсаций можно объяснить, если элементы группы железа (Ca, Cr, Fe) и Ba концентрируются в

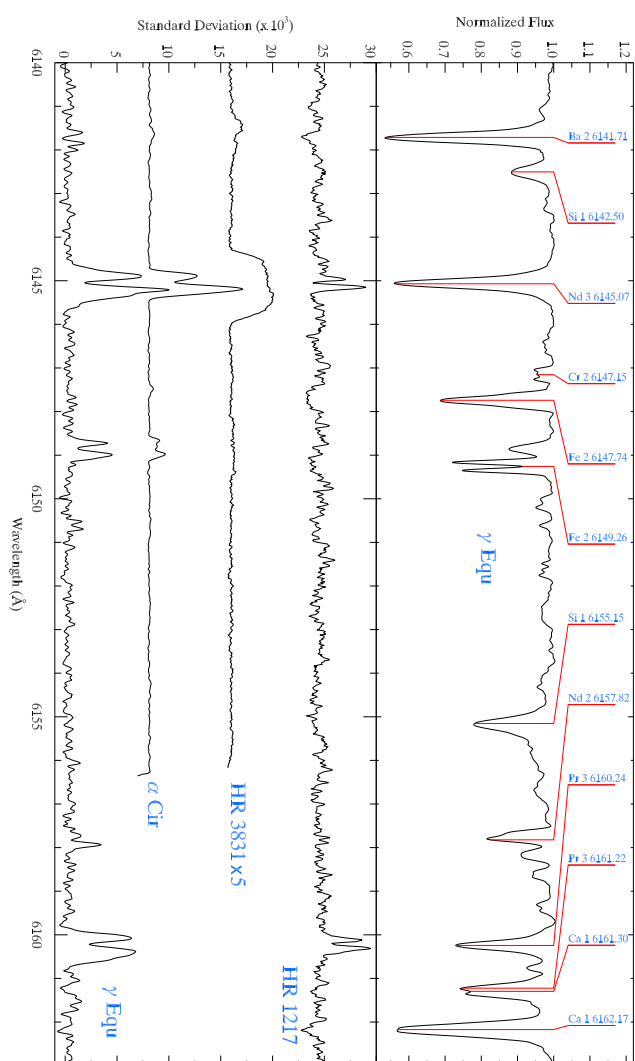


Рис. 4. Пульсации лучевых скоростей в спектрах четырех γ Ap звезд. На верхнем графике приведен средний спектр одной из звезд с отождествлением линий, внизу показано стандартное отклонение индивидуальных спектров во временной серии наблюдений от среднего спектра

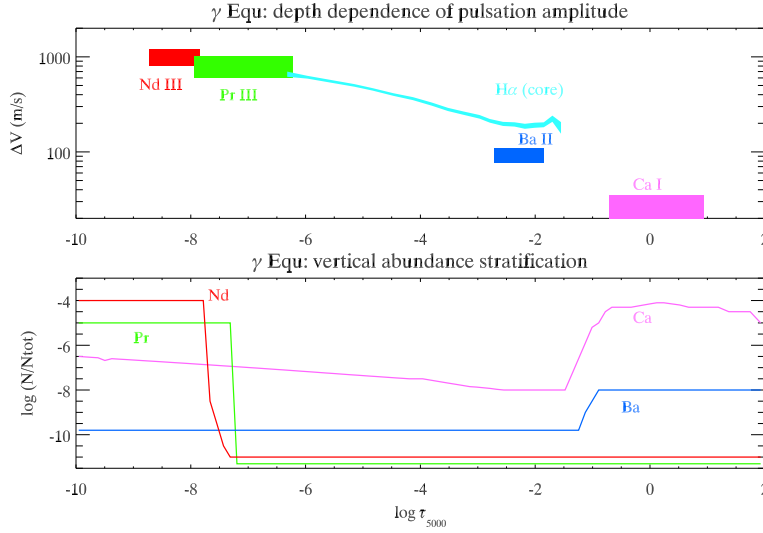


Рис. 5. Распределение амплитуд пульсаций лучевых скоростей (верхний график) и некоторых химических элементов (нижний график) в атмосфере звезды γ Equ

более глубоких слоях атмосферы со скачкообразным уменьшением в верхние слои, а РЗЭ сконцентрированы в тонком верхнем слое атмосферы звезды. При этом мы имеем рост амплитуды пульсаций к верхней границе атмосферы, что справедливо для акустических колебаний.

Предложенная модель является достаточно схематичной, так как весь анализ был проведен в рамках моделей атмосфер с локальным термодинамическим равновесием (ЛТР). В верхних слоях атмосферы звезды отклонение от ЛТР может существенно повлиять на полученное распределение содержания химических элементов с глубиной, что повлечет за собой изменение распределения пульсационных скоростей с глубиной. Однако это вряд ли изменит общую картину.

В большинстве пульсирующих звезд пульсации носят характер стоячей волны. Протяженность атмосфер звезд ГП очень мала по сравнению с радиусом, поэтому даже при колебаниях высоких обертонов длина пульсационной волны сравнима или больше размера атмосферы. В такой стоячей волне колебания всех слоев атмосферы могут иметь разную амплитуду, но одинаковую фазу. Если же фаза колебаний линий разных элементов, формирующихся на различных

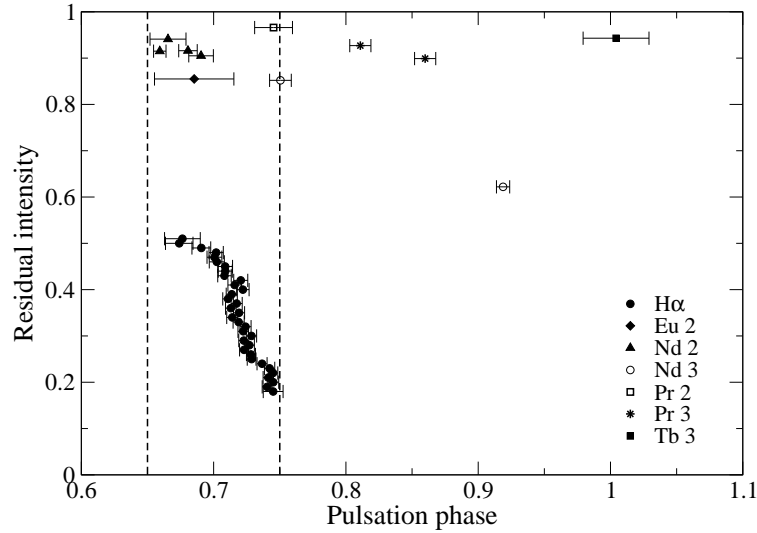


Рис. 6. Фазы максимума кривых RV в ядре линии $H\alpha$ на разных глубинах и кривых RV по линиям разных элементов и ионов в спектре γ Equ

глубинах в атмосфере звезды, меняется, то мы имеем бегущую волну. Необходимым условием существования стоячей волны является наличие граничного слоя, который полностью отражает колебания в данной моде. По наблюдениям фазовых сдвигов можно исследовать пульсационные свойства атмосфер γ Ar звезд. Куртц и др. [11] исследовали γ Ar звезду HD 166473 и на основании отсутствия фазовых сдвигов кривых VR, полученных при измерениях вдоль ядра водородной линии $H\alpha$, и наличия этих сдвигов для линий РЗЭ, образующихся выше ядра $H\alpha$, сделали вывод о существовании в атмосфере отражающего магнитоакустического слоя. Ниже этого слоя колебания носят характер стоячей волны, а выше наблюдается бегущая волна. Однако амплитуда колебаний лучевых скоростей в HD 166473 очень мала, не превышает 60 м с^{-1} , соответственно ошибки определения фаз достаточно велики. Мы провели более подробный анализ фазовых сдвигов в атмосфере γ Equ, большая амплитуда кривых RV позволяет получить фазы гораздо точнее [12]. Были измерены амплитуды и фазы колебаний вдоль ядра $H\alpha$ и по линиям различных элементов. Разные части ядра $H\alpha$ формируются на разных оптических глубинах, что дает хорошую возможность для исследования

пульсационного строения атмосферы. Уверенное обнаружение монотонной зависимости фазы пульсаций вдоль ядра $H\alpha$ от глубины (рис. 6) дает основание предположить, что в атмосфере γ Equ либо нет такого отражающего магнитоакустического слоя, либо он расположен гораздо глубже формирования ядра $H\alpha$.

Все вышеприведенные примеры показывают, насколько информация, полученная из детального анализа спектроскопических пульсационных наблюдений, важна для построения моделей атмосфер магнитных пекулярных звезд.

Список литературы

1. *Christensen-Dalsgaard J., Dziembowski, W. A.* I. Basic aspects of stellar structure and pulsation // 1999. in Variable Stars as Essential Astrophysical Tools, Proc. NATO Advanced Study Institute held, Cesme, ed. C. Ibanoglu. Kluwer Academic Publishers. P. 1–57
2. *Kurtz D. W.* 12.15 Minute Light Variations in Przybylski's Star, HD 101065 // Inf. Bull. Var. Stars №2285. 1978.
3. *Kurtz D. W.* Rapidly oscillating Ap stars // Ann. Rev. Astron. Astrophys. 1990. Vol. 28. P. 607.
4. *Kurtz D. W.* Rapidly oscillating Ap stars // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 1982. Vol. 200 P. 807.
5. *Baldry I. K., Kurtz D. W., Bedding T. R.* Confirmation of the oblique pulsator model for the rapidly oscillating Ap star HR 3831 // Ibid. 1998. Vol. 300 P. L39.
6. *Balmforth N. J., Cunha M. S., Dolez N., Gough D. O., Vauclair S.* On the excitation mechanism in roAp stars // Ibid. 2001. Vol. 323 P. 362.
7. *Саванов И. С., Маланушенко В. П., Рябчикова Т. А.* Переменность лучевых скоростей пульсирующих Ap звезд. Линии Pr III и Nd III в спектре звезды γ Equ // Письма в «Астрон. журн.». 1999. Т. 25. С.916.
8. *Kochukhov O., Ryabchikova T.* Time-resolved spectroscopy of the roAp star γ Equ // Astron. Astrophys. 2001. Vol. 374. P. 615.
9. *Kochukhov O., Ryabchikova T.* Pulsational and rotational line profile variations of the roAp stars α Cir, and HR 3831 // Ibid. 2001. Vol. 377 P. L22.
10. *Ryabchikova T., Piskunov N., Kochukhov O., Tsybal V., Mittermayer P., Weiss W. W.* Abundance stratification and pulsation in the atmosphere of the roAp star γ Equ // Ibid. 2002. Vol. 384 P. 545.

11. *Kurtz D. W., Elkin V. G., Mathys, G.* New heights in asteroseismology: VLT spectroscopy of the roAp star HD 166473 // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 2003. Vol. 343 P. L5.
12. *Sachkov M., Ryabchikova T., Kochukhov O., Weiss W. W., Reegen P., Landstreet J. D.* Spectroscopy of pulsations in the roAp stars HR 1217 and γ Equ // in Variable Stars in the Local Group. 2004. ASP Conf. Ser. (В печати).

ЯВЛЕНИЕ КОСМИЧЕСКИХ МАЗЕРОВ

Явление космических мазеров состоит в усилении радиояркости за счет процессов вынужденного излучения. Оно проявляется в виде радиолиний чрезвычайно высокой яркости: для достижения таких яркостей черное тело необходимо нагреть до тысяч, а иногда и до сотен триллионов градусов. В последнем случае, соответствующем межзвездным водяным мазерам, в очень узком спектральном интервале ($\Delta\nu/\nu = 10^{-6}$) область звездообразования излучает столько же энергии, сколько Солнце во всем диапазоне частот. При этом ширины линий говорят о том, что кинетические температуры в объектах относительно невелики: иногда 50 К, что близко к -220°C .

В лекции будет рассказано, что для возникновения явления космических мазеров необходимы специфические термодинамические условия, когда излучающая квантовая система подвержена воздействию процессов, имеющих существенно различающиеся характерные температуры. Эти процессы могут иметь различную природу, например радиационную и столкновительную. При этом взаимодействие квантовой системы с ее окружением должно приводить к аномальному отношению населенностей энергетических уровней мазерного перехода, которое описывается отрицательными значениями температуры — ниже абсолютного нуля.

Мазеры — ближайшие родственники лазеров, о которых все мы знаем, что они возникают, когда эффективно работают циклы накачки. В лекции будет рассказано, что такое цикл накачки и что в космических мазерах их число достигает действительно астрономических величин, например 10^{60} .

Будет рассказано также о том, что изображения космических мазеров также таят в себе загадки: в мазерном излучении объект может выглядеть как скопление десятка сгусточков в тысячи раз меньшего размера.

При этом мазеры дают нам неоценимую информацию об объектах. Будет вкратце рассказано, как наблюдения мазеров подтвердили существование черных дыр, протопланетных дисков и др.

Работа проведена при поддержке грантов РФФИ 03-02-16433 и Минобразования Е02-11.0-43.

НОВАЯ ТЕОРИЯ СОЛНЕЧНОГО МАГНИТНОГО ЦИКЛА

В рамках единой физической модели, построенной на представлениях о том, что в основе наблюдаемых проявлений солнечной активности лежит необратимый процесс диффузионного распространения магнитного поля из конвективной зоны в фотосферу, удастся системно объяснить все основные особенности развития процесса солнечной активности.

1. Детально промоделировать 22-летний магнитный цикл, включая закон Хэйла, широтный дрейф, проявления асимметрии в форме внутренних 11-летних циклов и правило Вальдмайера о связи высоты цикла с его длительностью.
2. Описать широтную структуру конвективной зоны, установленную методами гелиосейсмологии, и уточнить оценку напряженности сильного квазистационарного магнитного поля в подфотосферных слоях Солнца.
3. Получить распределение угловой скорости вращения Солнца по глубине и гелиошироте, полностью совпадающее с данными современной гелиосейсмологии.
4. Объяснить явление активных долгот на основе нового точного решения неосесимметричной задачи (стоячая гармоническая волна полоидального магнитного поля).
5. Промоделировать явление смены знака полоидального поля в эпохи максимумов солнечной активности.
6. Выявить природу магнитной асимметрии полушарий Солнца.
7. Описать механизм меридиональной циркуляции и крутильных колебаний поверхностных слоев Солнца.
8. Установить природу квазидвухлетних и долгопериодических вариаций активности как соответственно высокочастотной и низкочастотной частей спектра диффузионных возмущений.
9. Предложить механизм регулирования долгопериодических вариаций солнечной активности за счет дифференциального вращения (обобщение диффузионной задачи с учетом ω -эффекта).

КРУПНОМАСШТАБНАЯ СТРУКТУРА РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ВЕЩЕСТВА ВО ВСЕЛЕННОЙ

Введение

Достаточно давно было обнаружено, что распределение вещества во Вселенной на больших масштабах ($\gtrsim 1$ Мпк) существенно неоднородно. В то же время характерные параметры неоднородностей и сейчас активно исследуются и обсуждаются. Поскольку возможный механизм возникновения неоднородностей должен быть теснейшим образом связан с эволюцией Вселенной в целом, совокупность данных о крупномасштабной структуре распределения вещества в пространстве является одним из существенных наблюдательных оснований современной космологии.

Методы изучения пространственного распределения вещества можно разделить на три основных класса.

1. Непосредственные измерения пространственных координат (небесных координат и красных смещений) светящихся объектов (главным образом галактик) и статистическая обработка соответствующих наблюдательных данных. Этот метод в настоящее время позволяет исследовать распределение светящегося вещества на масштабах до сотен Мпк.
2. Анализ эффектов гравитационного линзирования, позволяющий изучать структуру скрытой массы, проявляющей себя лишь в гравитационном взаимодействии. Хотя объем данных по гравитационным линзам к настоящему времени не очень велик, этот метод позволяет анализировать распределение скрытой массы на масштабах $\sim 10 \div 100$ Мпк.
3. Численное моделирование гравитационного сгущения в рамках задачи N тел. Этот метод позволяет изучать характер эволюции крупномасштабной структуры, что дает возможность получать информацию об особенностях структуры в эпохи, недоступные непосредственным наблюдениям.

В рамках нашей лекции мы подробно остановимся лишь на первом методе — непосредственном изучении распределения светящегося вещества. Хотя его данные, по-видимому, могут быть использованы в качестве космологического теста только в совокупности с данными других методов, изучение структуры светящегося вещества является весьма существенным и для «некосмологической» астрофизики — для понимания эволюции галактик и скоплений галактик.

Наблюдательные данные

Анализ распределения светящегося вещества — галактик, скоплений, сверхскоплений — возможен только при наличии достаточно полных наблюдательных внегалактических обзоров.

Первые данные о крупномасштабной структуре были получены путем визуального исследования пластинок Паломарского обзора неба. В результате Эйблом был составлен первый каталог скоплений галактик, покрывавший небо в области $\delta \geq -27^\circ$. Позже каталог был распространен на южное небо, итоговый его вариант включает 4074 скопления.

До появления возможности массовых измерений красных смещений внегалактических объектов обзоры галактик содержали небесные координаты и более или менее полные данные фотометрических наблюдений. В этот период заключения о распределении материи основывались на подсчетах галактик до определенной звездной величины. Такие данные, полученные до 80-х гг. XX в., давали возможность лишь косвенно оценить параметры крупномасштабной структуры, хотя именно по ним был установлен сам факт наличия структуры и предложен сценарий иерархического скучивания.

В последнее десятилетие создано (или создается) несколько крупных пространственных внегалактических обзоров, содержащих данные о небесных координатах и красных смещениях объектов, а также прочие характеристики объектов. Пространственные обзоры можно разделить на широкоугольные (покрывающие большой телесный угол на небесной сфере), обзоры, протяженные только по одной из угловых координат, и «карандашные» обзоры, в которых приведены данные об объектах, угловые координаты которых находятся в малой области на небесной сфере. Каждый из типов пространственных обзоров эффективно выполняет определенные задачи. Например, ка-

рандашные обзоры могут помочь заглянуть в очень удаленные области наблюдаемой Вселенной, а широкоугольные обзоры, получаемые до много меньших глубин, позволяют применять все разнообразие статистических методов.

Фотометрический обзор галактик до величины $m \sim 15.5$, выполненный Цвикки, послужил базой для трехмерного обзора CfA1, содержащего красные смещения, полученные в Гарвардском центре астрофизики (Harvard Center for Astrophysics). Широкоугольный обзор CfA1 впервые показал, что распределение объектов во Вселенной согласуется с представлениями о ячеистой структуре, определяющими элементами которой являются большие пустоты и обрамляющие их «стенки» из галактик (сверхскопления). На карте обзора CfA1 выделяется образование, названное Великой Стеной (Great Wall).

Расширением этого обзора стал каталог CfA2. Вместе с южным обзором галактик SSRS2, выполненным также до величины $m \sim 15.5$, он содержит сведения (в том числе о красных смещениях) для примерно 20000 галактик.

Сейчас для составления пространственных обзоров применяются специализированные телескопы («z-машины»), ориентированные для массового измерения красных смещений объектов.

В обзор галактик 2dFGRS (<http://www.mso.anu.edu.au/2dFGRS>) входит 221414 галактик. Для получения красных смещений использовался мультиобъектный спектрограф с полем 2° , способный отснять за одну экспозицию 400 спектров. Основой обзора послужил фотометрический каталог APM. Для обзора 2dFGRS были отобраны все галактики, которые после коррекции видимых величин за поглощение оказались ярче $19^m.45$. Основная область на небесной сфере, покрытая обзором 2dFGRS, — две полосы по склонению: $80^\circ \times 15^\circ$ около южного галактического полюса и область $75^\circ \times 10^\circ$ в северной галактической полусфере. Дополнительно отсняты галактики в 99 случайно расположенных полях в высокоширотной области южной галактической полусферы. Обзор покрывает около 2000 квадратных градусов и имеет медианную глубину $z = 0.11$.

Главным ограничением обзора 2dFGRS является специфическая форма его объема — выборка покрывает две узкие полосы на небесной сфере, поэтому максимальный радиус шара, полностью содержащегося в выборке, не превышает 100 Мпк. Следовательно, этот обзор не даст надежной информации о больших масштабах, хотя глубина выборки достигает $z \sim 0.2$.

Самый большой современный проект — Sloan Digital Sky Survey (SDSS, <http://www.sdss.org>). Обзор красных смещений галактик покрывает все северное небо и полосу на южном небе. Будут получены спектры для всех галактик в этих областях до 18^m и для активных ядер до 19^m , что даст возможность исследовать крупномасштабную структуру на масштабах до 1 Гпк. Общее количество галактик с полученными в рамках проекта спектрами будет превышать 10^6 .

Сводка данных о других каталогах, используемых для изучения крупномасштабной структуры, приводится в табл. 1.

Т а б л и ц а 1. Основные характеристики каталогов красных смещений галактик. (Ω — телесный угол, покрываемый каталогом на небесной сфере (стерад), R_d — глубина каталога (Мпк), R_s — радиус максимальной сферы, которая может быть вписана в объем каталога (Мпк)). Расстояния даны для $H_0 = 60$ км/(с · Мпк)

Каталог	Ω	R_d	R_s
CfA1	1.83	160	40
CfA2	1.23	260	60
PP	0.9	260	60
SSRS1	1.75	240	70
SSRS2	1.13	300	100
Stromlo-APM	1.3	200	60
LEDA	4π	600	300
LCRS	0.12	1000	36
IRAS 1.2 J_y	4π	160	80
ESP	0.006	1400	20

Способы описания структуры

При описании крупномасштабной структуры сейчас, как правило, используется два типа моделей: однородная модель с флуктуациями плотности, а также фрактальная модель. Обе эти модели обладают как достоинствами, так и недостатками.

Однородное распределение, на которое накладываются флуктуации плотности конечной амплитуды, удобно для аналитического описания структуры. В то же время реально наблюдаемые особенности структуры — ее самоподобие в значительном интервале масштабов,

отсутствие надежно выделяемых центров концентрации и т. п. — лучше описываются в рамках фрактальной модели. В последние годы фрактальные модели достаточно широко используются как в астрофизике, так и в физике вообще. Для многих систем фрактальные модели являются простейшими способами описания структуры, чем, в частности, объясняется их популярность. В то же время принципиальная неаналитичность фрактальных моделей создает значительные трудности при описании процессов, приводящих к формированию структур такого рода. Более подробно общие свойства фрактальных моделей рассматривались в лекции, прочитанной на XXXII Школе в 2003 г.

Понятие плотности жидкости/газа, обычно используемое в гидродинамике, содержит предположение о том, что существует значение плотности, не зависящее от величины элемента объема. Тогда можно определить плотность как функцию пространственных координат (как правило, непрерывную). В задаче анализа флуктуаций функция плотности может быть реализацией стохастического процесса, для которого определены обычные моменты — среднее, дисперсия и т. д. В частности, это может быть и дискретный процесс, содержащий конечное число точек, например, пуассоновский процесс.

В случае фрактальных структур понятия плотности числа частиц в точке не существует, так как в каждом элементе объема структуры содержится иерархия кластеров и значение концентрации существенно зависит от величины элемента объема. Для описания непрерывной иерархии скучивания, являющейся новой характеристикой процесса, необходимо ввести специальную независимую переменную — радиус области (r), в которой производится подсчет частиц. При этом число частиц самоподобной структуры растет по степенному закону

$$N(r) = B \cdot r^D, \quad (1)$$

где D — фрактальная размерность; $B = N_0/r_0^D$ определяется числом объектов N_0 внутри масштаба нулевого уровня r_0 .

Рассмотрим дискретный стохастический процесс, реализации которого представляют совокупности частиц, расположенных в случайно выпавших положениях $\{\vec{x}_i\}$, $i = 1, \dots, N$, так что реализованная плотность числа частиц $n(\vec{x})$ дается выражением

$$n(\vec{x}) = \sum_{i=1}^N \delta(\vec{x} - \vec{x}_i). \quad (2)$$

Если стохастический процесс является фрактальным, то для его описания необходимо рассмотреть дополнительную «фрактальную» переменную r , характеризующую степень сингулярности фрактальной структуры. Пусть $N_V(\vec{x}_a, r)$ обозначает число частиц в шаре радиуса r с центром в точке \vec{x}_a , принадлежащей структуре:

$$N_V(\vec{x}_a, r) = \int_0^r n(\vec{x}) d^3x, \quad (3)$$

и $N_S(\vec{x}_a, r)$ — число частиц в оболочке $r, r + \Delta r$ с центром в точке структуры \vec{x}_a :

$$N_S(\vec{x}_a, r) = \int_r^{r+\Delta r} n(\vec{x}) d^3x. \quad (4)$$

При переходе от реализации к реализации эти величины испытывают флуктуации, после осреднения которых по множеству реализаций остается зависимость от масштаба r . В случае эргодических процессов осреднение по реализациям можно заменить осреднением по множеству точек одной реализации. Определим условную концентрацию стохастического фрактального процесса в виде

$$\eta(r) = \left\langle \frac{N_S(\vec{x}_a, r)}{4\pi r^2 \Delta r} \right\rangle_{\vec{x}_a} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{1}{4\pi r^2 \Delta r} \int_r^{r+\Delta r} n(\vec{x}) d^3x = \frac{DB}{4\pi} r^{-(3-D)} \quad (5)$$

и объемную условную концентрацию в виде

$$\eta_V(r) = \left\langle \frac{N_V(\vec{x}_a, r)}{(4\pi/3)r^3} \right\rangle_{\vec{x}_a} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{3}{4\pi r^3} \int_0^r n(\vec{x}) d^3x = \frac{3B}{4\pi} r^{-(3-D)}, \quad (6)$$

где $\langle \cdot \rangle_{\vec{x}_a}$ означает усреднение, проводимое при условии, что центры шаров находятся в точках, занятых частицами реализации (отсюда название «условная»), а последние равенства в (5) и (6) относятся к идеальным фрактальным структурам (1), для которых $\eta_V(r) = (3/D)\eta(r)$. Показатель степени в условной концентрации

$$\gamma = 3 - D \quad (7)$$

называется фрактальной коразмерностью структуры.

Принципиально важным свойством условной концентрации является то, что для процессов с конечным масштабом фрактальности, после которого распределение частиц становится однородным, статистики (5) и (6) выходят на постоянное значение, что соответствует

равенству $D = 3$ для однородных структур. Таким образом, метод условной концентрации является мощным инструментом поиска границы перехода от режима фрактальной кластеризации к однородности.

Выше мы рассмотрели фрактальные стохастические процессы для частиц одного сорта. Реальные галактики имеют функцию светимости $\phi(L)$, обычно задаваемую законом Шехтера

$$\phi(L) dL = \phi^* \cdot (L/L^*)^\alpha \cdot \exp(-L/L^*) dL, \quad (8)$$

описывающим долю галактик со светимостями в интервале $(L, L + dL)$. Здесь α и L^* — параметры, определяемые из наблюдений, ϕ^* — постоянная нормировки, такая что $\int_0^\infty \phi(L) dL = 1$, поэтому

$$\phi^* = \frac{\Gamma(\alpha + 1, \beta)}{L^*}, \quad (9)$$

где $\Gamma(n, x)$ — неполная гамма-функция; β — параметр обрезания функции светимости со стороны малых значений.

Стохастические процессы, в которых фрактальные носители (положения частиц) характеризуются различными значениями некоторой случайной величины μ (например, светимости L или массы m), относятся к классу мультифрактальных процессов. Рассмотрим реализацию такого стохастического процесса, которая характеризуется следующей реализованной плотностью светимости (массы):

$$\mu(\vec{x}) = \sum_{i=1}^N \mu_i \delta(\vec{x} - \vec{x}_i). \quad (10)$$

В таком случае функция плотности (светимости, массы) галактик является мультифрактальной мерой на множестве реализаций. Мультифракталы характеризуются спектром фрактальных размерностей $D(L)$ в зависимости от светимости (массы) галактик.

Пусть $N_{L,S}(\vec{x}_a, L, r)$ — число галактик со светимостями в интервале $(L, L + \Delta L)$ в сферической оболочке $S(r) = 4\pi r^2 \Delta r$ с центром в точке \vec{x}_a , принадлежащей структуре. Обобщая понятие условной концентрации (5) одинаковых частиц на случай частиц, характеризующихся разными значениями светимости (массы), введем условную

плотность светимости (массы) галактик в виде

$$\begin{aligned}\nu(L, r) &= \left\langle \frac{N_{L,S}(\vec{x}_a, L, r)}{4\pi r^2 \Delta r \Delta L} \right\rangle_{\vec{x}_a} = \\ &= \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{1}{4\pi r^2 \Delta r \Delta L} \int_L^{L+\Delta L} \int_r^{r+\Delta r} \mu(\vec{x}) d^3x dL. \quad (11)\end{aligned}$$

Можно показать, что для широкого класса мультифрактальных стохастических процессов условную плотность светимости можно представить в виде

$$\nu(L, r) = \phi_r(L) \cdot \eta_L(r) = \phi^* \cdot \left(\frac{L}{L^*(r)} \right)^{-\alpha} \cdot e^{(L/L^*(r))} \cdot \frac{D(L)B}{4\pi} \cdot r^{D(L)-3}. \quad (12)$$

При этом шехтеровский вид функции светимости получается как следствие мультифрактальности, а не как дополнительное предположение. Особенностью выражения (12) является зависимость параметра излома функции светимости от радиуса области $L^*(r)$, а также зависимость фрактальной размерности от светимости галактик $D(L)$. Эти особенности могут использоваться как тесты мультифрактальности, но требуют больших объемов выборок, так как фрактальный анализ надо проводить для каждого интервала светимостей.

Методы анализа структуры

На практике при изучении свойств крупномасштабной структуры процедура анализа каталогов оказывается достаточно сложной. Собственно анализу структуры должен предшествовать выбор определенной космологической модели, получение абсолютных величин галактик с учетом К-поправки, поглощения света, эффектов эволюции и пр., учет «геометрических» особенностей каталога (формы области, охваченной каталогом на небесной сфере и краевых эффектов), выделение достаточно полных по светимости выборок галактик, ограниченных по размеру. Только после этого можно приступить к выделению структуры.

Наиболее распространенным подходом к анализу крупномасштабной структуры Вселенной является метод корреляционных функций.

Корреляционная функция определяется как мера вероятности отклонения распределения частиц от пуассоновского однородного распределения на расстоянии r от некоторой фиксированной частицы из данной выборки. Для определения двухточечной корреляционной функции $\xi(r_{12})$ необходимо рассмотреть две бесконечно малые сферы в точках x_1 и x_2 с объемами dV_1 и dV_2 , тогда совместная вероятность найти одновременно объекты в сферах, расстояние между которыми равно r_{12} , будет

$$dP = n^2 dV_1 dV_2 [1 + \xi(r_{12})], \quad (13)$$

где n есть средняя концентрация частиц, которая не зависит от положения точки и величины объема. Если для описания распределения частиц используется непрерывная функция плотности $\varrho(r)$, среднее значение которой $\langle \varrho(r) \rangle = n$, то двухточечная корреляционная функция совпадает с безразмерной автокорреляционной функцией случайного процесса $\varrho(r)$:

$$\xi(r) = \frac{\langle \varrho(r_1) \varrho(r_1 + r) \rangle}{n^2} - 1. \quad (14)$$

Для получения оценки $\xi(r)$, соответствующей данной выборке объектов, используют различные статистики, среди которых стандартной считается следующая:

$$\xi(r) = \left(\frac{N_{rd}}{N} \right)^2 \frac{N_p(r)}{N_{p \text{ } rd}(r)} - 1, \quad (15)$$

где $N_p(r)$ — число пар объектов в каталоге с расстояниями в интервале $(r, r + dr)$, $N_{p \text{ } rd}(r)$ — число пар частиц с такими же взаимными расстояниями, найденными для случая однородного стохастического точечного процесса, заполняющего тот же объем, N и N_{rd} — полное число объектов в выборке и в случайном распределении соответственно.

Наиболее существенным предположением, лежащим в основе определения корреляционной функции, является условие априорного существования средней плотности числа объектов, которая не зависит от величины рассматриваемого объема. В частности, это предположение позволяет использовать бесконечно малые объемы в формуле (13).

Если пространственное распределение объектов характеризуется некоторой случайной функцией плотности, то флуктуации этой

функции можно представить в виде интеграла Фурье как суперпозицию плоских пространственных волн

$$\delta(\vec{x}) = \frac{\varrho(\vec{x}) - \varrho_0}{\varrho_0} = \frac{1}{(2\pi)^3} \int \tilde{\delta}(\vec{k}) e^{-i\vec{k} \cdot \vec{x}} d^3k, \quad (16)$$

где Фурье-образ $\tilde{\delta}(\vec{k})$ распределения плотности $\delta(\vec{x})$ является комплексной величиной и, следовательно, может быть представлен в виде

$$\tilde{\delta}(\vec{k}) = |\tilde{\delta}(\vec{k})| \exp(i\phi(\vec{k})). \quad (17)$$

Таким образом, полное описание пространственного распределения плотности объектов должно включать рассмотрение как спектра амплитуд $|\tilde{\delta}(\vec{k})|$, так и спектра фаз $\phi(\vec{k})$.

В случае гауссовых случайных процессов фазы плоских волн распределены равномерно в интервале $[0, 2\pi]$ и для характеристики поля плотности достаточно рассматривать только спектр мощности

$$P(\vec{k}) = \langle |\tilde{\delta}(\vec{k})|^2 \rangle. \quad (18)$$

В случае изотропных распределений спектр мощности и корреляционная функция связаны соотношением

$$P(k) = 4\pi \int \xi(r) \frac{\sin(kr)}{kr} r^2 dr. \quad (19)$$

Так что для степенной корреляционной функции $\xi(r) \propto r^{-\gamma}$ спектр мощности имеет тоже степенной вид $P(k) \propto k^{\gamma-3}$.

Большинство работ, посвященных анализу крупномасштабной структуры, используют только спектр мощности $P(k)$, хотя фазовый спектр несет в себе важную дополнительную информацию о негауссовости процесса кластеризации объектов.

Для стохастических фрактальных процессов также можно провести Фурье-анализ функции плотности. Можно ввести понятие масштабно независимого (обобщенного) спектра мощности фрактальных процессов $\Pi(k)$, который определяется выражением, аналогичным (19), где вместо $\xi(r)$ под интегралом стоит условная плотность $\eta(r)$ (5), так что

$$\Pi(k) = 4\pi \int \eta(r) \frac{\sin(kr)}{kr} r^2 dr. \quad (20)$$

В случае стохастических фрактальных процессов $\eta(r) \propto r^{-(3-D)}$ обобщенный спектр мощности имеет степенной вид $\Pi(k) \propto k^{-D}$, где D — фрактальная размерность.

Топология распределения представляет собой статистику, определяющую так называемый «род поверхности». Данная статистика проводится по сглаженному точечному распределению, которое получается при построении поверхностей одинаковой плотности. При этом исследуемый объем разделяется на области пониженной и повышенной плотности гладкими поверхностями.

Род G поверхности определяется как

$$G = N_h - N_{ir} + 1, \quad (21)$$

где N_h — количество «дырок» в получившейся фигуре; N_{ir} — количество изолированных областей.

Для сферы $G = 0$, для N изолированных сфер $G = -(N - 1)$, для тора $G = 1$. Вообще G равен максимальному количеству принципиально различных разрезов поверхности, которые можно сделать, сохранив целостность тела.

Минимальное охватывающее дерево — один из способов выявления кластеризации объектов. На объектах выборки строится граф (можно показать, что получающийся в результате граф единственен, поэтому начинать построение можно с любого объекта выборки). На некотором шаге происходит поиск объекта, находящегося на наименьшем расстоянии от какого-либо объекта, уже присоединенного к графу. Эти два объекта соединяются ребром. Далее процесс повторяется, пока все объекты выборки не будут присоединены к графу. После построения графа имеются данные о длинах ребер, соединяющих объекты, и о количестве ребер, присоединенных к каждой вершине графа. Используя эти данные, можно выделять объекты, находящиеся в областях повышенной и пониженной плотности.

Перколяция — один из методов кластерного анализа, используется для объединения областей повышенной плотности. Вокруг объекта, выбранного начальным, описывается сфера некоторого радиуса (перколяционный радиус — единственный задаваемый параметр этого метода). Если в сферу попадают объекты, вокруг них тоже описываются сферы того же радиуса, и так далее, пока ни в одну сферу не попадет ни один новый объект. Далее выбираются новые

объекты, не вошедшие в кластеры, полученные ранее. Потом можно найти центры масс кластеров и отметить их как новые объекты. Таким образом, например, создавался известный каталог сверхскоплений Эйнасто.

Существуют также как многочисленные модификации перечисленных методов, так и менее распространенные статистики, используемые для изучения распределения астрофизических объектов. Например, более детальное построение трехмерной картины ближайших областей Вселенной послужило толчком к развитию разнообразных статистических методов выделения и исследования различных структур в распределении объектов во Вселенной — «пустот» (voids), «цепочек» (filaments), сверхскоплений («стен», состоящих из галактик). В отличие, например, от двухточечной корреляционной функции эти методы более тонко выделяют морфологические особенности структур.

Современное состояние

Несмотря на то, что распределение видимого вещества в сравнительно малых масштабах очевидно неоднородно, наиболее распространено мнение, что существует верхняя масштабная граница неоднородности. В то же время среди исследователей нет согласия в вопросе о том, на каких масштабах наблюдаемая неоднородность заканчивается.

Задача усложняется тем, что выборки, используемые для анализа структуры, как правило, недостаточно хороши в области больших масштабов, поэтому исследователи крупномасштабной структуры уже неоднократно сталкивались с ситуацией, когда неоднородность на каком-то масштабе по данным обработки некоторого каталога предположительно заканчивается, но позднейшая обработка более полного и глубокого каталога показывает, что это впечатление было обманчивым. На данный момент оценка пограничного масштаба колеблется у разных авторов от 200 до 1000 Мпк.

Неясен также и статус фрактальных моделей крупномасштабной структуры. Диапазон мнений, существующих по этому поводу, крайне широк — от абсолютизации фрактальной модели до полного ее неприятия. Однако большинство специалистов склоняется к мне-

нию, что на масштабах до $20 \div 50$ Мпк крупномасштабная структура по меньшей мере хорошо описывается фрактальным распределением с фрактальной размерностью $D \approx 2.0 \pm 0.3$. Для описания структуры на больших масштабах простейшая модель самоподобного фрактала, по-видимому, непригодна.

Из несостоятельности модели самоподобного фрактала не следует невозможность более сложной, мультифрактальной модели фрактальной структуры. В этом случае физическая система обладает локальным свойством самоподобия, но масштабные свойства определяются спектром фрактальных размерностей. В рамках такой модели существующие данные о крупномасштабной структуре описываются достаточно хорошо.

В настоящее время объем наблюдательных данных о крупномасштабной структуре быстро увеличивается. Однако многие результаты, полученные в этой области астрофизики, а иногда и использованные при этом методы остаются спорными. Наведение «порядка» в представлениях о крупномасштабной структуре, по-видимому, является делом будущего, хотя и ближайшего.

Список литературы

1. *Барышев Ю. В.* Пространственное распределение галактик и тесты релятивистской космологии: Дисс. д-ра физ.-мат. наук. СПб., 2003.
2. *Пиблс Ф. Дж. Э.* Структура Вселенной в больших масштабах. М.: Мир. 1983.
3. *Тараканов П. А.* Фрактальные структуры и неравновесные системы в астрофизике // Физика космоса: Тр 33-й междунаро. студ. науч. конф., 3–7 февр. 2003 г. Екатеринбург: Изд-во Урал. ун-та, 2003.
4. *Тихонов Н. А.* Распределение галактик и систем галактик в наблюдаемой Вселенной: Дисс. канд. физ.-мат. наук. СПб., 2002.
5. *Guzzo L.* Large-scale structure from galaxy and cluster surveys. *astro-ph/0207285*. 2002.
6. *Martinez V. J., Saar E.* Statistics of the galaxy distribution. Chapman&Hall/CRC. N.Y., 2002.
7. *Sylos Labini F., Montuori M., Pietronero L.* Scale-invariance of galaxy distribution // *Phys. Rep.* 1998. Vol. 293. P. 61.
8. *Sylos Labini F., Gabrielli A., Pietronero L.* Statistical Physics for Cosmic Structures. Springer-Verlag, 2003.

СОВРЕМЕННЫЕ ЗНАНИЯ О СТРОЕНИИ И СОСТАВЕ СОЛНЕЧНОЙ СИСТЕМЫ

Введение

Наше представление о строении и составе Солнечной системы существенно изменилось с появлением новой наблюдательной техники в астрономии. Введение в строй наземных телескопов с диаметром объектива порядка 10 м типа телескопа Кека, успешная эксплуатация космического телескопа имени Хаббла, а также проведение удачных миссий космических аппаратов к большим планетам привели к значительным открытиям.

Как известно, Солнечная система содержит девять больших планет. Это Меркурий, Венера, Земля, Марс, Юпитер, Сатурн, Уран, Нептун и Плутон. Сейчас дискутируется вопрос о том, является ли Плутон большой планетой либо он представляет собой самый крупный объект из множества тел за орбитой Нептуна. Пока Международный Астрономический Союз (МАС) предлагает оставить статус Плутона как большой планеты без изменения. Все планеты, кроме Плутона, движутся по почти круговым орбитам в одной плоскости — плоскости эклиптики. Между орбитами Марса и Юпитера находится Главный пояс астероидов. У внешних планет-гигантов Юпитера, Сатурна, Урана и Нептуна открыто огромное количество малых спутников. Это заставляет предположить, что пространство вокруг этих газовых гигантов богато каменными телами, и прогресс в технике наблюдений приведет к новым открытиям более мелких спутников. У Юпитера открыты тела километрового размера, причем количество этих тел может достигать нескольких сотен. У Сатурна, Урана и Нептуна также обнаружены новые далекие внешние спутники, которые могут являться захваченными астероидами.

Современные наблюдения показали новое распределение малых тел в Солнечной системе, значительные популяции за пределами Главного астероидного пояса. Открыт второй астероидный пояс — пояс Койпера, находящийся за орбитой Нептуна и по массе далеко

превосходящий Главный астероидный пояс. Значительными являются семейство троянцев на орбите Юпитера, а также популяция околоземных астероидов. На вытянутых орбитах, пересекающих орбиты больших планет, обнаружено большое количество объектов, так называемых Кентавров, которые имеют некоторые свойства астероидов, а по другим характеристикам напоминают кометы. Актуальной становится проблема их долговременной эволюции.

Существование двух значительных популяций малых тел на орбите Юпитера, называемых троянцами и находящихся в лагранжевых устойчивых точках либрации ограниченной задачи трех тел, заставило наблюдателей искать подобные семейства у других планет. Сначала они были обнаружены у Марса, теперь открыт первый троянец у Нептуна.

Впервые открыты спутники малых планет, а также двойные астероиды. Оказалось, что значительную часть всей популяции астероидов, примерно 16 %, составляют двойные системы малых тел. Необычные компаньоны Земли, а именно малые тела, движущиеся в резонансе с движением Земли, также являются открытием последних лет.

Кроме долгопериодических и короткопериодических комет в отдельные группы выделяются популяции комет, падающие на Солнце, а также потенциально опасные для Земли кометы. Изучается вопрос о происхождении и связи между кометами, астероидами и спутниками планет.

Новые данные о спутниках больших планет

К началу 2004 г. у больших планет известны 136 спутников. Земля имеет один спутник — Луну, Марс — 2 спутника, Юпитер — 61, Сатурн — 31, Уран — 27, Нептун — 13, Плутон — 1.

Самым главным из всех спутников планет является Луна. Она движется вокруг Земли на среднем расстоянии 380000 км. Радиус Луны равен 1700 км. Ее масса составляет 1/81 часть массы Земли. У Меркурия и Венеры спутников не обнаружено.

Вокруг Марса на почти круговых орбитах в плоскости экватора планеты обращаются два спутника — Фобос и Деймос. Фобос — весьма вытянутое тело, имеющее размеры $26 \times 22 \times 18$ км. Деймос тоже вытянут, его размеры $15 \times 12.4 \times 10.8$ км. Радиус орбиты Фобоса — 9400 км, Деймоса — 23500 км. Для сравнения напомним, что радиус Марса составляет 3400 км.

У планет-гигантов Юпитера, Сатурна, Урана и Нептуна обнаружено большое количество спутников. По расположению в планетных системах спутники можно условно разбить на три основные группы. Это главные спутники, внутренние спутники, находящиеся ближе к планете, чем главные спутники, и внешние спутники в системе планеты.

Внутренние спутники — это малые тела неправильной формы и размерами несколько километров, которые образовались в результате столкновений или бомбардировки астероидами более крупных спутников. Они расположены во внутренних областях планетных систем, часто в области колец, иногда попадая в область главных спутников до расстояний 20000 км. К ним относятся 4 внутренних спутника Юпитера (Метида, Адрастея, Амальтея и Теба), 9 малых внутренних спутников Сатурна (Пан, Атлас, Прометей, Пандора, Эпиметей, Янус, Телесто, Калипсо и Елена), 13 внутренних спутников Урана (Корделия, Офелия, Бианка, Крессида, Дездемона, Джульетта, Портia, Розалинда, Белинда, Пак, а также S/2003 U1 и U2 и S/1986 U10) и 6 спутников Нептуна (Наяда, Таласса, Деспина, Галатея, Ларисса и Протей).

Главные спутники располагаются в области от 20000 км до 2 млн км, их размеры от 500 до 5000 км. Они образовались одновременно с планетами из протопланетного облака и имеют регулярные орбиты — почти круговые, расположенные в плоскости экватора планеты. В системе Юпитера это 4 Галилеевы спутника (Ио, Европа, Ганимед и Каллисто), 8 главных спутников системы Сатурна (Мимас, Энцелад, Тефия, Диона, Рея, Титан, Гиперион и Япет), у Урана 5 основных спутников (Миранда, Ариэль, Умбриэль, Титания и Оберон). Самый крупный спутник Нептуна — Тритон — движется по круговой орбите в плоскости экватора Нептуна, но в обратном направлении по отношению к вращению планеты.

Внешние спутники находятся на орбитах от 2 до 50 млн. км и имеют диаметры порядка нескольких км. Для них характерны неправильная форма и нерегулярные орбиты — вытянутые эллиптические орбиты с различными наклонами к плоскости экватора планеты, причем многие из внешних спутников имеют обратные движения по отношению к вращению планеты. Их расположение во внешних областях планетных систем указывает на возможный захват этих тел из межпланетного пространства. На интервале времени, сравнимом с возрастом Солнечной системы (4.5 млрд лет), они не подвергались существенным изменениям и поэтому сохранили информацию

о ранних стадиях формирования Солнечной системы. Изучение их природы, состава, эволюции их орбит приблизит нас к пониманию основного сценария происхождения Солнечной системы.

Граница существования спутников определяется областью гравитационного притяжения планеты, известной как сфера Хилла. Для Юпитера радиус сферы Хилла составляет 740 радиусов Юпитера, примерно 0.35 а. е. или 50 млн км. Для Нептуна радиус сферы Хилла составляет 86.8 млн км.

За последнее десятилетие открыты 75 новых спутников. Так, в системе Юпитера вместо 8 стало известно о существовании 53 далеких нерегулярных спутников. Самые далекие из них на обратных орбитах имеют большие полуоси, составляющие 0.8 радиуса сферы Хилла. Сначала спутники получают временные обозначения, например S/2000 J1. После уточнения орбиты ему присваивается порядковый номер спутника и предлагается название.

Все спутники Юпитера названы именами из греко-римской мифологии и связаны с Юпитером-Зевсом. Согласно принятым МАС соглашениям спутники с прямым движением получают наименования (главным образом латинские), оканчивающиеся на *-a* или *-o*, а названия спутников с обратным движением (в основном греческие) имеют окончания *-e*. В русском языке встречаются двойные написания греческих имен, например, Тайгета и Тайгете, Иокаста и Иокасте и др. Однако, как уже указывалось, для спутников с обратным движением утверждены названия с окончанием *-e*, а именно, Тайгете, Иокасте, Калике, Эриноме и т. д.

Из характера движения внешних нерегулярных спутников Юпитера видно, что все они подразделяются на особые группы или семейства [1]. Ближе к галилеевым спутникам располагаются спутники с прямым движением, которые можно условно разделить на три группы. Первая группа, Фемисто, включает в себя один спутник по имени ее единственного члена. Он движется в прямом направлении на орбите со средним расстоянием 7 млн км от Юпитера и наклоном 45° . Вторая группа содержит 5 спутников, которые имеют средние расстояния порядка 11 млн км и наклоны около 30° к плоскости экватора планеты, то есть имеют прямое движение. Это так называемая группа Гималии, в которую также входят Элара, Лиситея, Леда и S/2000 J11. Третья группа также содержит пока один спутник S/2003 J20 с большой полуосью 17 млн км и наклоном 55° . Спутники с обратным движением также объединяются в три или четыре самостоятельные группы, которые названы по име-

нам наиболее крупных членов в них. Это группа Ананке с большими полуосями 18–21 млн км и обратным движением на орбитах с наклонами 145° – 150° (Эвпории, Иокасте, Эванте, Гарпалике, Праксидике, Ортозии, Гермиппе, Ананке, Тионе и S/2003 J3, J12, J21, J18, J6, J16, J15 и J4). Группа Карме включает в себя спутники с большими полуосями орбит 22–24 млн км и наклонами 162° – 165° . В нее входят Пазифее, Исоное, Кале, Эвридоме, Эриноме, Тайгете, Халдене, Карме, Этне, Калике, а также S/2002 J1, S/2003 J17, J11, J9, J19, J10, J1 и J5. Шестая группа, Пасифе, характеризуется средними расстояниями 23–28 млн км и наклонами 147° – 152° и включает Пасифе, Спонде, Мегаклите, Синопе, Каллирое, Автоное, а также S/2003 J2, J8 и J14. Может быть, и Синопе тоже имеет свое семейство спутников. В каждую динамическую группу входят один крупный родительский спутник с размерами, превышающими 14 км, и множество маленьких спутников с размерами не более 4 км. Разброс скоростей между членами одной группы сравним со скоростью отрыва от родительского тела, которая для спутников с обратным движением составляет 30 м/с. Различие в скоростях между родительскими телами в различных группах составляет 200 м/с. Такое распределение спутников по динамическим группам говорит о том, что они образовались в результате столкновений на ранних стадиях развития Солнечной системы. Отсутствие спутников в промежуточной области наклонов орбит $55^{\circ} < i < 130^{\circ}$ соответствует теоретическому выводу, согласно которому спутники с этими наклонами должны мигрировать в область галилеевых спутников, пополняя их массы.

Одним из результатов миссии космического аппарата (КА) Галилео к Юпитеру является обнаружение малых объектов вблизи пятого спутника Юпитера — Амальтеи. При сближении КА Галилео с Амальтеей звездный сканер на его борту обнаружил 9 тел, но два из них могли быть дубликатами увиденных ранее. По-видимому, эти объекты размерами менее 5 км либо были захвачены на орбиты вокруг этого спутника, либо превратились в спутники в результате прошлых соударений. Ограниченные данные не позволили определить их точные положения.

В 2000–2003 гг. открыты 13 новых далеких нерегулярных спутников в системе Сатурна. До этого был известен только один внешний спутник с обратным движением — Феба — диаметром 220 км. Новые луны Сатурна имеют размеры от 5 до 40 км. Внешние спутники Сатурна также обнаруживают склонность к группированию в определенные семейства с определенным характером движения. Были

проведены классификация спутников и качественное исследование эволюции их орбит [2]. Четыре спутника — Пааляк, Сиарнак, Кивьюк и Иджирак — движутся на прямых орбитах с наклонами около 45° . Эволюция орбит Кивьюк и Иджирак характеризуется колебанием долготы перицентра около некоторого значения, что является редким случаем в движении спутников. Этот результат подтвержден численным исследованием. Движение спутников Пааляк и Сиарнак соответствует циркуляционному изменению этого элемента, то есть постоянному увеличению или уменьшению его величины. Вторая группа объединяет спутники Тарвос, Эрьяпо и Альбиорикс с наклонами 34° и большими полуосями 16–18 млн км и имеет циркуляционные изменения аргумента перицентра и долготы восходящего узла. Семь спутников Имир, Фрим, Скади, Мундильфари, Суттунг, включая Фебу и S/2003 S1, имеют обратные орбиты. Их эволюция характеризуется монотонным возрастанием аргумента перицентра и долготы восходящего узла и долгопериодическими колебаниями эксцентриситетов и наклонов.

До 1997 г. система Урана казалась самой упорядоченной. Пятнадцать спутников движутся на почти круговых орбитах в плоскости экватора планеты, которая наклонена к плоскости орбиты Урана под углом 98° . Не было известно ни одного нерегулярного спутника, сейчас открыто восемь на расстояниях от 4 до 20 млн км. Первые два внешних спутника, Урана Калибан и Сикоракса, были открыты в 1997 г. на Паломарской обсерватории. В 1999 г. стало известно о существовании трех далеких спутников Урана — Просперо, Сетевос, Стефано. В 2001 г. открыты еще три далекие спутника Урана — Тринкуло, S/2001 U2 и U3. Все внешние спутники Урана движутся на вытянутых, сильно наклоненных орбитах с обратным движением. Исследование эволюции их орбит с учетом возмущений от Солнца показало, что возможно образование различных типов орбит — от небольших колебаний формы и размера орбит до столкновения с центральным телом на интервалах времени порядка нескольких десятков тысяч лет. Кроме того, орбиты спутников пересекаются друг с другом, и существует вероятность близкого взаимного прохождения спутников. В 2003 г. интересные открытия в области внутренних спутников Урана были совершены с помощью телескопа Хаббла. Один спутник S/2003 U1 диаметром 16 км был открыт между орбитами Пака и Миранды на расстоянии 97700 км от центра Урана. Второй спутник S/2003 U2 (12 км) находится внутри орбиты Белинды на расстоянии 74800 км от центра планеты. Также с по-

мощью телескопа Хаббла произошло переоткрытие спутника S/1986 U10 (40 км), впервые обнаруженного в 1999 г. по фотографиям, полученным космическим аппаратом Вояджер в 1986 г., то есть через 13 лет после получения снимков. Его расстояние от Урана составляет в среднем 76400 км. Третий спутник S/2003 U3 (11 км), открытый в 2003 г., принадлежит к внешним спутникам, находится на расстоянии 14 млн км от Урана и единственный из далеких спутников движется в прямом направлении.

В системе Нептуна самый крупный спутник Тритон, находящийся близко к планете, движется по круговой орбите в обратном направлении по отношению к вращению планеты. Это единственный случай такого аномального движения в Солнечной системе, все остальные крупные спутники имеют прямые движения. До последнего времени был известен только один далекий нерегулярный спутник — Нереида, находящаяся на сильно вытянутой орбите с эксцентриситетом 0.75 и средним расстоянием 5 млн км. Астрономы предвычислили, что должна существовать значительная группа малых спутников с обратным движением на орбитах вне Тритона с большой полуосью свыше 0.5 млн км [3]. Нереида, возможно, является самым крупным из небольшой группы спутников с прямым движением. Более значительным должно быть семейство спутников с обратным движением. Усилия многих наблюдателей были направлены на поиск далеких спутников Нептуна, и в 2002 г. этот поиск увенчался успехом. На 4-метровом телескопе в Чили группой астрономов Гарвардско-Смитсоновского Центра астрофизики были открыты четыре внешних спутника Нептуна, в 2003 г. — еще один. Они находятся гораздо дальше от Нептуна, чем Нереида, на расстояниях от 16 до 50 млн км. Все орбиты спутников сильно вытянуты с эксцентриситетами от 0.2 до 0.6. Два спутника S/2002 N2 и N3 размерами 30 км имеют прямое движение, три спутника S/2002 N1 (50 км), S/2002 N4 (60 км) и S/2003 N1 (35 км) движутся в обратном направлении. Периоды обращений составляют от 7 до 25 лет, в то время как Нереида обращается вокруг Нептуна за 1 год.

Планета Плутон имеет уникальный спутник Харон. Его радиус всего в два раза меньше радиуса самой планеты. Радиус Плутона — 1200 км, Харона — 600 км. Радиус почти круговой орбиты Харона составляет около 20000 км, что заставляет рассматривать эту систему как двойную. Все спутники планет, для которых имеются данные по вращению, вращаются синхронно с орбитальным движением, то есть период вращения спутника вокруг оси равен периоду обраще-

ния спутника вокруг планеты. В результате спутник всегда обращен к планете одной и той же стороной, как и Луна, по отношению к Земле. Ось вращения спутника всегда перпендикулярна плоскости его орбиты. Исключение составляет Гиперион, вращение которого хаотично. Ничего не известно о вращении далеких внешних спутников планет.

Астероиды и кометы

По своим физическим и химическим свойствам, а также по месту происхождения малые тела Солнечной системы делятся на астероиды и кометы. Астероиды образовались во внутренней области Солнечной системы, тогда как образование комет происходило во внешних областях — за орбитой Нептуна.

Кроме Главного пояса астероидов, открытого в начале XIX в., находящегося между Марсом и Юпитером, выявлены другие значительные популяции малых тел. Обнаружен второй пояс малых тел, который называется поясом Койпера, находящийся в занептунной области Солнечной системы. На орбите Юпитера в резонансе 1:1 существует значительная популяция тел, так называемые троянцы. Известна категория астероидов, которые называются околоземными. Из них особый интерес представляют потенциально опасные для Земли объекты.

Кометы по своим орбитам делятся на долгопериодические, короткопериодические и сангрейзеры, или касающиеся кометы, которые близко подходят к Солнцу и исчезают в его лучах. Объекты семейства Кентавров являются телами динамически промежуточного класса, движущимися между Юпитером и Нептуном.

Главный пояс астероидов

Значительная часть астероидов находится в Главном астероидном поясе, который представляет собой тор, растянувшийся от 2.2 до 3.6 а. е. Большинство орбит астероидов Главного пояса имеют эксцентриситеты порядка 0.1–0.2. Однако некоторые астероиды движутся по сильно вытянутым орбитам и имеют значительные эксцентриситеты до 0.8, так что их орбиты пересекают орбиты Марса и Земли.

Характерным свойством Главного пояса является наличие астероидов, среднее движение которых соизмеримо со средним движением больших планет, то есть отношение средних движений астероида и планеты равно отношению целых чисел. В этом случае астероид движется в резонансе с планетой. Одни резонансы образуют устойчивые популяции астероидов (например, семейства Гильды, Туле, Гекубы), а другие ведут к выметанию малых тел из определенных областей пространства, так называемые люки Кирквуда (резонансы 2:1, 3:1, 5:2 с Юпитером).

Троянцы

В 1906 г. был открыт первый астероид на орбите Юпитера (588) Ахилл. Обнаружение астероида на орбите Юпитера в резонансе 1:1 явилось подтверждением теоретического результата Лагранжа, полученного им еще в XVIII в. Лагранж доказал, что существует устойчивая конфигурация трех тел, находящихся в так называемых треугольных точках либрации, которые являются частным решением ограниченной задачи трех тел. Три тела, взаимно притягивающихся по закону Ньютона, при определенных условиях могут во все время движения оставаться вблизи вершин равностороннего треугольника. При этом каждый троянец описывает некоторую кривую вокруг одной из вершин равностороннего треугольника (точки либрации), оставаясь на 60° впереди или позади Юпитера на его орбите.

На орбите Юпитера существуют две популяции малых тел, движущихся впереди или позади Юпитера в резонансе 1:1 с Юпитером. Семейство троянцев Юпитера к началу 2004 г. составляет 1640 объектов, причем группа ведущих троянцев, движущихся впереди Юпитера, примерно в полтора раза больше группы ведомых.

Другие большие планеты — Сатурн, Уран и Нептун — также должны иметь трояноподобные тела в соответствующих треугольных точках Лагранжа. Открыты шесть троянцев на орбите Марса, причем пять в точке либрации L5, один в L4. Они имеют почти круговые орбиты с большой полуосью 1.52 а. е. и диаметры от 1 до 4 км.

В 2002 г. открыт первый троянец на орбите Нептуна, большая полуось его почти круговой орбиты составляет 30 а. е. Его движение характеризуется либрацией вокруг лагранжевой точки L4, причем период либрации равен периоду обращения Нептуна вокруг Солнца, то есть примерно 166 лет. Размер троянца 230 км.

Пояс Койпера

Второй пояс малых тел находится в занептунной области Солнечной системы и носит название пояса Койпера. Точное распределение астероидов в поясе Койпера пока неизвестно. Объекты пояса Койпера делятся на две группы: классические объекты пояса Койпера (КВО) и резонансные объекты. Классические объекты имеют средние расстояния от Солнца от 42 до 47 а. е., орбиты почти круговые. Резонансные объекты находятся на орбитах со средним расстоянием от Солнца 39 а. е., среднее движение которых соизмеримо со средним движением Нептуна в соотношении 3:2. Самым большим объектом, находящимся в таком резонансе с Нептуном, является Плутон. Достаточно большой эксцентриситет его орбиты приводит к тому, что Плутон иногда находится к Солнцу ближе, чем самая далекая планета Нептун. Остальные резонансные тела движутся на подобных орбитах, но так как они значительно меньшего размера, то их назвали Плутино. Некоторые астрономы предлагают считать Плутон не большой планетой, а самым крупным из тел транснептунового пояса. Однако кроме больших размеров Плутон имеет значительные отличия от других транснептуновых объектов. Так, он имеет атмосферу, состоящую из азота, метана и аргона, которая находится в газообразном состоянии в перигелии, а при удалении планеты от Солнца она превращается в лед. Отсюда и его высокая отражательная способность, альbedo Плутона составляет 0.4–0.6, Харона — почти на 30 % меньше, в то время как альbedo остальных транснептуновых объектов составляет 0.07. Пока МАС предлагает оставить статус Плутона как большой планеты без изменения.

Существует еще одна резонансная популяция астероидов с периодом, равным удвоенному периоду обращения Нептуна, то есть со средним расстоянием от Солнца 48 а. е. Кроме того, несколько объектов находятся в резонансах 4:3 и 5:3 с Нептуном.

Астрономы обнаружили определенную закономерность распределения транснептуновых объектов по размерам. Предполагается, что должны существовать несколько объектов размера Плутона, возможно 5 или 10, из которых мы знаем уже не один. Сейчас открыты 26 объектов размером 600–1200 км. Из них 6 тел больше 900 км. Это (20000) Варуна 2000 WR106, (28978) Иксион 2001 KX36, (50000) Квавар 2002 LM60, (55636) 2002 TX300, (55637) 2002 UX25 и (55565) 2002 AW197.

В 2002 г. был открыт самый большой астероид пояса Койпера 2002 LM60, который имеет диаметр 1280 км, то есть примерно половину от размера Плутона. Открыватели предложили дать ему название «Кварвар» (Quaoar). Согласно мифологии индейцев, проживавших в Калифорнии, это имя божественной силы, которая участвовала в создании мира.

В отличие от Плутона, Кварвар движется по круговой орбите с наклоном 8° к плоскости эклиптики на расстоянии 43.4 а. е. от Солнца, что составляет примерно 6 млрд км. Период его обращения вокруг Солнца равен 284 годам. Хотя Кварвар меньше Плутона почти вдвое, по массе он, возможно, составляет только одну треть, так как состоит из льда с примесью камня, причем различных типов льда — водяного, метанового, метанола, сухого льда, углекислоты. Альbedo тела составляет 12 %. Космический телескоп Хаббла наблюдал диск этого объекта, что дало возможность первого прямого определения размера тела пояса Койпера.

Семейство Кентавров

Еще одна популяция тел имеет вытянутые орбиты с большими наклонами и большими полуосями от 50 до 500 астрономических единиц, то есть почти все они находятся за орбитой Нептуна. Их называли объектами рассыпающегося пояса (Scattered-Disk Objects), которые вместе с семейством Кентавров можно объединить в один динамический класс. По-видимому, все они являются потенциальными источниками короткопериодических комет, которые под воздействием Нептуна в перигелии могли перейти на орбиты, пересекающие орбиты других планет.

Приближение к Солнцу приводит к появлению процессов возгонки и испарению льдов, входящих в состав этих астероидов, что и заставляет причислять их к семейству Кентавров, то есть объектов, которые проявляют свойства как астероидов, так и комет, но отличаются от комет своими большими размерами.

В настоящее время к этому общему семейству Кентавров и объектов рассыпающегося пояса относятся уже почти 150 объектов. Все они в ближайшей от Солнца точке (перигелии) находятся за орбитой Юпитера — их перигелийные расстояния больше 5 а. е. Самый далекий объект этого семейства удаляется на расстояние свыше 1000 а. е. Первым из Кентавров был открыт Хирон, который первоначально рассматривался как астероид, но его орбита располагалась значи-

тельно дальше всех известных астероидов. При подходе к перигелию он проявил кометную активность и был причислен к кометам. Однако эта комета далеко превосходила по своим размерам все известные до сих пор кометы, ее диаметр равен 170 км. Теперь он имеет двойное обозначение: (2060) Chiron = 95P/Chiron. Это заставило выделить подобные объекты в особый класс Кентавров.

Другие объекты семейства Кентавров Фолус и Нессус отличаются от Хирона красным цветом, не свойственным льдам, известным породам и минералам. Но заметное различие физических свойств поверхностей Хирона и Нессуса не означает, что они образовались в различных условиях, а свидетельствует лишь о том, что они подверглись внешним воздействиям неодинаково. Хирон приближался к Солнцу на более близкое расстояние и мог подвергнуться ультрафиолетовому облучению, при котором процесс возгонки полностью изменил его первоначальную поверхность. Фолус и Нессус покинули пояс Койпера значительно позже и располагались дальше от Солнца, поэтому их поверхность не подверглась такой переработке.

В занептунной области дальше 50 а. е. существует еще несколько групп астероидов. Первая группа имеет большие полуоси от 50 до 100 а. е., II группа характеризуется большими полуосями от 115 до 120 а. е., III группа располагается в области 215–230 а. е. и один астероид 2000 OO67 имеет большую полуось 527 а. е. Это самый далекий из известных астероидов, в перигелии приближающийся на 20 а. е., а в афелии удаляющийся на 1034 а. е., эксцентриситет его орбиты равен 0.96, наклон 20 градусов.

Было высказано теоретическое предположение о существовании астероидных поясов между большими планетами, в которых могут находиться тела на устойчивых резонансных орбитах. Долгое время не удавалось обнаружить такие далекие популяции, однако сейчас найдены отдельные астероиды в областях соизмеримостей средних движений с Юпитером и Сатурном.

К началу 2004 г. общее количество открытых астероидов составляет более 230 тысяч. Из них количество нумерованных объектов (то есть объектов с хорошо определенными параметрами орбит) почти 66000. Названия присуждены только 11000 астероидам.

Околоземные объекты и потенциально опасные астероиды

Известна категория астероидов, которые называются околоземными. Это объекты с большими полуосьми от 0.6 до 2.5 а. е., то есть они либо пересекают орбиту Земли, либо достаточно близко подходят к ней. Первый из них был открыт более 100 лет назад. Это (433) Эрос, один из самых больших (33 км) и хорошо наблюдаемых околоземных астероидов, который действительно имеет шанс столкнуться с Землей в ближайший миллион лет. Сейчас популяция околоземных астероидов содержит 2380 членов. Иногда околоземные астероиды подразделяются на семейства Атона, Амура и Аполлона по типу их орбит, подходящих к орбите Земли изнутри, со стороны Солнца, извне, со стороны больших планет, и пересекающих орбиту Земли. Некоторые из них достаточно близко подходят к Земле. Объект будет считаться потенциально опасным для Земли, если он приблизится на расстояние менее 0,05 а. е., то есть ближе 7,5 млн км. Кроме того, тело должно быть достаточно крупным, иначе оно сгорит в атмосфере, не причинив особого вреда. Таким образом, если приближающийся к Земле объект больше 200 м в диаметре, то он уже является потенциально опасным для Земли. Падение его на Землю способно принести глобальную катастрофу: изменить уровень океана, вызвать разрушительные цунами, создать большую запыленность атмосферы.

Первым потенциально опасным объектом был Апполон, который был открыт в 1932 г., потом Адонис и Гермес. Последний был открыт при близком прохождении в 1937 г. и затем был потерян. Этот довольно крупный объект размером около километра вторично наблюдался только в 2003 г., то есть почти 70 лет о нем ничего не было известно. Оказалось, что за это время Гермес несколько раз сближался с Землей и Венерой и значительно изменил свою орбиту. В ближайшие несколько столетий он не приблизится к Земле на расстояние, меньшее 0.02 а. е., что составляет 8 лунных расстояний. Радарные наблюдения показали, что астероид состоит из двух частей почти равного размера 400 м, находящихся на небольшом расстоянии друг от друга.

В 90-е гг. начался регулярный обзор неба с помощью автоматических систем наблюдений, которые и совершают в настоящее время основную часть всех открытий. Каждый год обнаруживается до сотни потенциально опасных для Земли объектов. Так, в 2002 г. астеро-

ид 2002 MN прошел в три раза ближе Луны — на расстоянии 115 тыс. км. Его пролет был неожиданным. Это только шестой объект, пересекающий орбиту Луны за время постоянных наблюдений, но самый большой из них. Он оказался телом размером приблизительно 100 м, но его удар о Землю мог бы сравниться с падением Тунгусского метеорита. Астероид был обнаружен только за три дня до максимального сближения с Землей и даже не был причислен к разряду потенциально опасных из-за его размера. Данное событие показало недостатки в системах обзора неба: у нас нет постоянной программы наблюдений в Южном полушарии за объектами менее 1 км.

История Земли обнаруживает следы очень сильных катаклизмов, которые могли быть результатом глобальных столкновений с космическими телами. Начала почти всех геологических периодов и эпох связаны со временем образования на нашей планете ударных кратеров свыше 20 км в диаметре. Падение так называемого Тунгусского метеорита, который мог быть и ядром кометы, а также произошедшая на наших глазах грандиозная катастрофа — падение кометы Шумейкера–Леви на Юпитер в 1997 г., эти два космических события за одно лишь столетие, говорят о том, что столкновения небесных тел не так уж редки.

В списке потенциально опасных для Земли объектов первым стоит астероид 1999 AN10 размером 1200 м, который приблизится 7 августа 2027 г. к Земле на расстояние, сравнимое с расстоянием до Луны. В текущем, XXI столетии еще один астероид, 2001 WN5, диаметром 800 м пройдет вдвое ближе Луны на расстоянии 190 тыс. км 26 июня 2028 г. Большой астероид размером 4,6 км (4179) Тутатис 29 сентября 2004 г. приблизится к Земле на расстояние 0,01 а. е., что составляет почти 1,5 млн км. Это примерно в 4 раза меньше предыдущего сближения Тутатиса с Землей в 1992 г.

Спутники Земли

В последнее время обсуждается вопрос о том, сколько же спутников имеет Земля. Наша соседка Луна является единственным естественным спутником нашей планеты. Искусственных спутников Земли огромное множество. Однако в начале 2002 г. был обнаружен объект на хаотической орбите вокруг Земли. Вычисления показали, что он был захвачен с гелиоцентрической орбиты. Проходя вблизи точки Лагранжа L1 системы Солнце–Земля, он перешел на геоцентрическую орбиту, сделал 6 оборотов вокруг Земли и ушел обратно на

гелиоцентрическую траекторию. В течение почти полутора лет он был спутником Земли. Однако согласно законам небесной механики такой захват может быть только временным, нужны какие-либо диссипативные силы, чтобы сделать траекторию спутниковой. Перед астрономами встал вопрос, давно ли объект находится на гелиоцентрической орбите. Время выхода этого объекта на гелиоцентрическую орбиту привело астрономов к выводу, что это часть ракеты «Сатурн», применявшейся при запуске «Аполлона 12», выведенного на орбиту к Луне в 1969 г., то есть объект оказался искусственного происхождения. Через 30 лет такой захват может повториться.

В 2002 г. был открыт астероид, который назвали компаньоном Земли. Он движется по так называемой хомутообразной орбите по отношению к неподвижной Земле. Такое движение было открыто в 1911 г. Брауном, и уже был известен компаньон Земли, под названием (3753) «Круинья» размером 3–6 км. Он движется то приближаясь к Земле, то удаляясь, но избегая столкновения с нашей планетой, находясь в резонансе 1:1 с Землей. Период обращения вокруг Солнца равен примерно одному году, как и у Земли.

Хомутообразные орбиты называются так по их форме в относительной системе координат, которая вращается вместе с сопутствующей планетой. И троянские, и хомутообразные орбиты являются резонансными в соотношении 1:1 к сопровождающей планете, однако, хомутообразная орбита охватывает также точку либрации L3, как и точки L4 и L5.

Хотя астероид Круинья имеет большую полуось, близкую к земной, но другие характеристики орбиты сильно отличаются от земной орбиты и поэтому назвать его коорбитальным, то есть движущимся на той же орбите, что и Земля, затруднительно. Его орбита имеет значительный эксцентриситет и наклон к плоскости эклиптики. Кроме того, орбита этого астероида пересекает орбиты Венеры и Марса.

Такое же хомутообразное поведение показывает астероид 2002 AA29. Однако в отличие от Круиньи он является коорбитальным с Землей, то есть его орбита близка к земной. В январе 2003 г. он подошел на самое близкое расстояние к Земле, равное 12 расстояниям до Луны. Затем он начнет опережать Землю в своем движении вокруг Солнца и приблизится к Земле уже с другой стороны орбиты в 2098 г. Каждые 95 лет происходит его сближение с Землей. Интересной особенностью его движения является то, что примерно через 600 лет он перейдет на другую орбиту и станет квазиспутником Земли. Сейчас Земля имеет один спутник, но в течение примерно 50 лет этот

маленький астероид будет двигаться вблизи Земли как ее спутник. В действительности и Земля, и астероид движутся вокруг Солнца в резонансе 1:1, то есть обращаются вокруг Солнца за один год. Существование таких орбит, близких к земным, очень важно для целей космонавтики. При сближении с Землей на астероид может быть послан космический аппарат, который принесет нам интересные сведения о малых телах и о ближайшей к нам области космического пространства.

Спутники малых планет

К концу 2003 г. среди малых планет обнаружены более 30 двойных объектов, причем бинарные объекты открыты во всех популяциях малых тел — и среди околоземных астероидов, в Главном поясе астероидов, среди троянцев на орбите Юпитера, а также в поясе Койпера. Вообще, обнаружение двойных астероидов и спутников малых планет явилось замечательным открытием последних лет. Двойные, или бинарные, астероиды содержат почти равные или соизмеримые компоненты, вращающиеся вокруг общего центра масс. Другие астероиды имеют спутники, размеры которых в 10–40 раз меньше размеров основного тела. Первый спутник был открыт КА Галилео при пролете около астероида (243) Ида с диаметром 58 км. Спутник, впоследствии названный «Дактиль», имел 1,6 км в диаметре. Далее спутники были обнаружены еще у нескольких астероидов Главного пояса. Так, астероид (45) Евгения с размером 215 км имеет спутник с диаметром 13 км, который получил название «Маленький принц».

В отличие от них астероид Главного пояса (90) Антиопа имеет равные компоненты по 85 км в диаметре. Астероид (617) Патрокл, относящийся к группе троянцев, также состоит из двух почти одинаковых тел с диаметрами 105 и 95 км. Неожиданным стало то, что крупные компоненты Патрокла и Антиопы имеют практически одинаковые размеры. Столкновения астероидов обычно происходят с большими скоростями порядка 5 км/с. Однако в период образования астероидов отличие скоростей должно быть менее высоким, что могло бы привести к образованию таких крупных пар.

Ярким примером столкновительной системы является тройной астероид Главного пояса (87) Сильвия, основные компоненты которого имеют размеры 227 и 150 км и обращаются вокруг общего центра масс на расстоянии 250 км друг от друга. Спутник с размером 13.5 км находится от них на расстоянии 1200 км. Возраст системы оценивается в 60000 лет.

Кометы

По характеру движения все кометы делятся на короткопериодические, долгопериодические и сангрейзеры. Кометы, многократно наблюдаемые во внутренних областях Солнечной системы с периодом обращения вокруг Солнца меньше 200 лет, называются короткопериодическими. В основном это кометы семейства Юпитера, характеризующиеся периодом меньше 20 лет, и семейства Галлея с периодом примерно 70 лет. Долгопериодическими называют кометы с периодом обращения вокруг Солнца свыше 200 лет.

Существует семейство комет, которые близко подходят к Солнцу и пропадают в его лучах. Их называли сангрейзерами или касающимися кометами. Примерно 94 % слабых комет вблизи Солнца принадлежат одной группе Крейтца. Близкие прохождения комет вблизи Солнца были известны еще 100 лет назад. Крейтц обнаружил, что некоторые кометы, очень близко подходящие к Солнцу, имеют общее происхождение, потому что они приходят из одного и того же направления среди звезд. Вероятно, эти кометы являются видимыми фрагментами последовательного распада большой кометы. Кроме комет семейства Крейтца уже обнаружены другие группы сближающихся с Солнцем комет.

Самое большое количество открытий комет совершено с помощью коронографа, установленного на солнечной космической обсерватории SOHO (The Solar and Heliospheric Observatory). Коронограф наблюдает пространство вокруг Солнца, в то время как яркая часть диска закрыта маской. За 8 лет непрерывной работы солнечной и гелиосферной обсерватории SOHO, находящейся в точке Лагранжа L1 (1.5 млн км от Земли на линии Солнце – Земля), были открыты свыше 500 комет. Из общего количества наблюдаемых SOHO комет только 10 объектов прошли на безопасном расстоянии от Солнца, остальные кометы испарились в солнечной атмосфере. Таким обра-

зом, эта популяция комет является самой короткоживущей, и мы являемся свидетелями исчезновения из Солнечной системы целого семейства малых тел.

Среди короткопериодических комет с периодом обращения вокруг Солнца меньше 200 лет потенциально опасными для Земли являются кометы, чьи орбиты в ближайшей от Солнца точке пересекают орбиту Земли.

За время наблюдений всего 20 комет приблизились к Земле на расстояние меньше 15 млн км. Ближе всех к Земле подошла комета Лекселла в 1770 г. — на расстояние 2.25 млн км. В настоящее время известны 50 потенциально опасных комет, которые в перигелии пересекают орбиту Земли, то есть их перигелийные расстояния $q < 1.3$ а. е., а периоды обращения вокруг Солнца < 200 лет. Это известные кометы Галлея (1P/Halley), Энке (2P/Encke), Темпля–Туттля (55P/Tempel–Tuttle) и др.

В ближайшее десятилетие можно наблюдать сближения периодических комет с Землей. Комета 73P/Schwassmann–Wachmann 17 мая 2006 г. приблизится к Земле на расстояние примерно 7.8 млн км. Другая комета, 103P/Hartley, пройдет 20 октября 2010 г. на расстоянии 15 млн км, а комета 45P/Honda–Mrkos–Pajdusakova 15 августа 2011 г. окажется на расстоянии примерно 9 млн км.

Практически возможно предсказать поведение известных астероидов и короткопериодических комет и организовать наблюдение за появлением опасных астероидов вблизи Земли. Но совершенно непредсказуемым оказывается появление новых комет на почти параболических орбитах, которые приходят с периферии Солнечной системы или из межзвездного пространства. Они могут появиться с любого направления и подойти к Земле с гораздо большей скоростью, чем астероиды, принадлежащие Солнечной системе. Таким неожиданным было появление кометы Хиакутаки (Nyakutake), которая в 1996 г. подошла к Земле по почти параболической орбите на очень близкое расстояние — 0,1 а. е. — примерно 15 млн км. Она вошла в список 20 комет, приблизившихся к Земле на минимальное расстояние.

Каталог кометных орбит 1999 г. содержит 1722 орбиты для 1688 кометных появлений, относящихся к 1036 различным кометам. Если раньше открывалось до десятка комет в год, то сейчас с помощью космической техники это количество увеличилось почти на порядок. Каждый год открывается порядка 100 комет.

Самой большой и замечательной кометой 2003 г. была комета NEAT (C/2002 V1). Предварительное определение орбиты показало, что она движется к Солнцу по параболической орбите и 18 февраля 2003 г. приблизится к Солнцу на расстояние 15 млн км, то есть в 10 раз ближе Земли. Увеличение яркости в декабре месяце происходило такими темпами, что комета должна была быть видимой даже днем. Но в январе увеличение яркости замедлилось. Уточнение движения кометы показало, что ее орбита является высокоэллиптической с периодом 37000 лет. Это означает, что комета уже проходила через внутренние области Солнечной системы и, быть может, не один раз. Эта комета, близко проходящая вблизи Солнца, могла наблюдаться в реальном масштабе времени в Интернете на сайте Солнечных и гелиосферных наблюдений (SOHO) по адресу <http://sohowww.nasa.gov/>. 18 февраля, когда комета приблизилась к Солнцу, огромная вспышка на Солнце словно поразила комету. Если бы произошло столкновение, это могло бы дать интересный материал взаимодействия кометы с горячими частицами, выброшенными из Солнца. Для SOHO, который обнаружил уже свыше 500 комет, сближающихся с Солнцем, это была самая большая и яркая комета. Размер ее составлял примерно несколько километров. Солнечное извержение, так называемый корональный выброс массы, поразило комету 17 февраля. Другое извержение Солнца произошло 18 февраля. На сайте эту комету можно было видеть в течение недели.

Среднее время жизни короткопериодических комет больше, чем время сублимации (возгонки летучих веществ с поверхности). Поэтому можно предположить, что существуют кометы, которые израсходовали все свои летучие вещества — так называемые вымершие кометы. Такие объекты динамически подобны активным кометам, но кома у них отсутствует, поэтому их трудно идентифицировать на основе только физических наблюдений. Подозревается, что некоторые астероиды являются ядрами таких комет, например астероид Бетулия. В 1976 г. он прошел на расстоянии 19,5 млн км от Земли. Это грубосферическое тело размером около 6 км, имеющее темный нейтральный цвет с геометрическим альбедо 6 %. Был определен состав объекта — углистые хондриты. Его орбита с эксцентриситетом 0,49 и наклоном 52° отличается от орбит всех астероидов.

К вымершим кометам, по-видимому, относятся (944) Hidalgo (Гидальго), (2201) Oljato (Ольято) и (3200) Phaethon (Фаэтон). Орбита Гидальго с большой полуосью 5,75 а. е. и эксцентриситетом 0,66 в перигелии приближается к Солнцу на 1,95 а. е., а в афелии удаляется на 9,55 а. е., то есть орбита очень напоминает кометную.

Заключение

Разделение малых тел на астероиды и кометы очень условно, и существование промежуточного семейства Кентавров подтверждает это. Действительно, можно проследить изменение физических свойств поверхности малых тел по мере их миграции с периферии во внутренние области Солнечной системы.

Как известно, время жизни комет ограничивается двумя факторами — временем сублимации и сильным взаимодействием с планетами. Сублимация и время жизни комет, которые составляют 10^4 и 4.5×10^5 лет соответственно, гораздо меньше времени жизни нашей Солнечной системы. Так как ежегодно на Земле наблюдается около сотни комет, то популяция комет во внутренней области Солнечной системы должна постоянно пополняться из каких-то далеких долго живущих источников. Для долгопериодических комет таким резервуаром является облако Оорта. Для короткопериодических комет семейства Юпитера и семейства Галлея таким источником является пояс Койпера. Предполагается, что транснептунные объекты и Кентавры являются протокометами. Были проведены сравнения спектральных характеристик ядер комет и объектов пояса Койпера (КВО) [4]. Это сравнение показывает, что существуют значительные различия между цветовыми показателями КВО и Кентавров, с одной стороны, и кометных ядер и кандидатов в мертвые кометы — с другой. В среднем цвет ядер более синий, чем КВО, что указывает на композиционное или физическое различие между этими двумя группами. Красная материя присутствует в объектах КВО и некоторых Кентаврах, совершенно отсутствуя в ядрах короткопериодических комет и кандидатах в мертвые кометы.

Наблюдения показывают, что под действием ультрафиолетового излучения Солнца происходит возгонка летучих веществ с поверхности, красное вещество постепенно разрушается или испаряется, чем и объясняется отсутствие красной материи в кометном ядре. Время изменения первоначальной поверхности является коротким по сравнению с динамическим временем миграции от пояса Койпера к

внутренним областям Солнечной системы. Самые быстрые изменения поверхности происходят, как только объекты вступают в зону возгонки воды на расстоянии, меньшем 6 а. е., то есть в область, близкую к Юпитеру.

Таким образом, можно сделать вывод, что объекты пояса Койпера, Кентавры, кометы и кандидаты в мертвые кометы представляют собой различные стадии одной динамической эволюционной последовательности малых тел при миграции объектов из пояса Койпера во внутренние области Солнечной системы.

Список литературы

1. *Sheppard S. S., Jewitt D. C.* An abundant population of small irregular satellites around Jupiter // *Nature*. 2003. Vol. 423. P. 261–263.
2. *Вашковьяк М. А.* Эволюция орбит новых внешних спутников Сатурна и их классификация // *Письма в Астрон. журн.* 2001. Т. 27. Вып. 7. С. 533–542.
3. *Gorkavyy N. N., Taidakova T. A.* A model for the formation of the satellite systems of Jupiter, Saturn and Neptune // *Astron. Letter*. 1995. Vol. 21. P. 939–945.
4. *Jewitt D. C.* From Kuiper Belt object to cometary nucleus: the missing ultrared matter // *Astron. J.* 2002. Vol. 123. P. 1039–1049.

ПРОСТЕЙШАЯ ФОРМА ПРЕДСТАВЛЕНИЯ ГРАДИЕНТА ГРАВИТАЦИОННОГО ПОТЕНЦИАЛА НЕБЕСНЫХ ТЕЛ

Введение

Компоненты гравитационного ускорения используются во всех теориях движения небесных тел. Во многих из них используются и частные производные от указанных компонент. Следовательно, в случае притяжения телом конечных размеров мы нуждаемся в алгоритме вычисления производных от шаровых функций. Существует множество таких алгоритмов, одним из наилучших представляется алгоритм Л. Каннингема [1]. Он выражает производные произвольной элементарной гармоник в виде линейной комбинации (одной или двух) элементарных гармоник с отличающимися индексами. Здесь мы даем некоторое улучшение алгоритма, представляя производные от гравитационного потенциала в такой же форме, что и сам потенциал. Другими словами, мы даем формулы перевычисления коэффициентов.

Гравитационное поле невращающегося тела

Рассмотрим тело **Т**, неподвижное относительно декартовой системы координат \mathcal{O} ($Oxyz$). Его гравитационный потенциал V может быть представлен рядом Лапласа

$$V = G \sum_{n=l}^N R^n \sum_{k=0}^n (A_{nk} U_{nk} + B_{nk} W_{nk}) \quad (1)$$

по шаровым функциям

$$U_{nk} = \frac{1}{r^{n+1}} P_n^k(\cos \theta) \cos k\lambda, \quad W_{nk} = \frac{1}{r^{n+1}} P_n^k(\cos \theta) \sin k\lambda, \quad (2)$$

$$P_n^k(v) = \frac{(1-v^2)^{k/2}}{(2n)!!} \frac{d^{n+k}}{dv^{n+k}} [(v^2-1)^n], \quad (0 \leq k \leq n). \quad (3)$$

Здесь r, θ, λ — сферические координаты, G — произведение гравитационной постоянной на массу \mathbf{T} , R — масштабный фактор, A_{nk} и B_{nk} — безразмерные коэффициенты Стокса, постоянные для данного тела. В общем случае $l = 0$, $N = \infty$, но иногда интерес представляет часть ряда (1), так что мы не придерживаемся этих значений l , N , ограничивая их лишь неравенствами $0 \leq l < \infty$, $l \leq N \leq \infty$.

Хорошо известно, что градиент шаровой функции сам является шаровой функцией, а ее порядок повышается на единицу [2]:

$$\text{grad } V = G \sum_{n=l+1}^{N+1} R^{n-1} \sum_{k=0}^n (\mathbf{A}_{nk} U_{nk} + \mathbf{B}_{nk} W_{nk}). \quad (4)$$

Остается только выразить (также безразмерные) компоненты A_{nk}^i , B_{nk}^i векторов \mathbf{A}_{nk} , \mathbf{B}_{nk} через $A_{n-1,s}$, $B_{n-1,s}$, $0 \leq s \leq n-1$. Кратчайший путь — использование слегка модифицированных соотношений [1]

$$\begin{aligned} \frac{\partial U_{n-1,k}}{\partial x} &= -\frac{1+\delta_{0k}}{2} U_{n,k+1} + \mu_{nk} U_{n,k-1}, \\ \frac{\partial W_{n-1,k}}{\partial x} &= -\frac{1-\delta_{0k}}{2} W_{n,k+1} + \mu_{nk} W_{n,k-1}, \\ \frac{\partial U_{n-1,k}}{\partial y} &= -\frac{1+\delta_{0k}}{2} W_{n,k+1} - \mu_{nk} W_{n,k-1}, \\ \frac{\partial W_{n-1,k}}{\partial y} &= \frac{1-\delta_{0k}}{2} U_{n,k+1} + \mu_{nk} U_{n,k-1}, \\ \frac{\partial U_{n-1,k}}{\partial z} &= -(n-k) U_{nk}, \\ \frac{\partial W_{n-1,k}}{\partial z} &= -(n-k) W_{nk}, \end{aligned} \quad (5)$$

где

$$\mu_{nk} = (1 - \delta_{0k}) \frac{(n-k+1)(n-k)}{2},$$

δ_{ij} — символ Кронекера, $i \geq 0$, $j \geq 0$.

Сравнение (4) и (5) дает компоненты A_{nk}^i , B_{nk}^i векторов \mathbf{A}_{nk} , \mathbf{B}_{nk} как линейные комбинации $A_{n-1,s}$, $B_{n-1,s}$, $n \geq 1$, $s = k-1, k+1$ при

$i = 1, 2, s = k$ при $i = 3$:

$$\begin{aligned}
A_{nk}^1 &= -\frac{1+\delta_{1k}}{2}(1-\delta_{0k})A_{n-1,k-1} + \nu_{nk}A_{n-1,k+1}, \\
B_{nk}^1 &= (1-\delta_{0k})\left[-\frac{1-\delta_{1k}}{2}B_{n-1,k-1} + \nu_{nk}B_{n-1,k+1}\right], \\
A_{nk}^2 &= \frac{1-\delta_{1k}}{2}(1-\delta_{0k})B_{n-1,k-1} + \nu_{nk}B_{n-1,k+1}, \\
B_{nk}^2 &= -(1-\delta_{0k})\left[\frac{1+\delta_{1k}}{2}A_{n-1,k-1} + \nu_{nk}A_{n-1,k+1}\right], \\
A_{nk}^3 &= -(n-k)A_{n-1,k}, \\
B_{nk}^3 &= -(1-\delta_{0k})(n-k)B_{n-1,k}
\end{aligned} \tag{6}$$

при

$$\nu_{nk} = \frac{(n-k)(n-k-1)}{2}.$$

Замечание. Обычно считают B_{n0} и A_{nk}, B_{nk} вне пределов суммирования равными нулю. В частности,

$$A_{n,-1} = B_{n,-1} = B_{n0} = A_{n,n+1} = B_{n,n+1} = A_{n,n+2} = B_{n,n+2} = 0. \tag{7}$$

Используя (6), мы можем не учитывать (7), так как все соответствующие коэффициенты обращаются в нуль.

Стойт заметить также, что $A_{00} = 1$, а если начало O системы отсчета O помещено в центр масс \mathbf{T} , то

$$A_{10} = A_{11} = B_{11} = 0.$$

Среднеквадратическая нормализация

Мы использовали стандартную нормализацию (3) функций Лежандра. Часто используется другая нормализация:

$$P_n^k(v) = \lambda_{nk}\bar{P}_n^k(v), \quad \lambda_{nk} = \sqrt{\frac{(1+\delta_{0k})(n+k)!}{2(2n+1)(n-k)!}}, \tag{8}$$

имеющая следующее достоинство. Обозначим через \bar{U}_{nk}, \dots выражения, в которых P_n^k заменены на \bar{P}_n^k . Тогда интеграл от квадратов \bar{U}_{nk} и \bar{W}_{nk} по поверхности единичной сферы $r = 1$ будет равен 4π .

Очевидно,

$$U_{nk} = \lambda_{nk} \bar{U}_{nk}, \quad A_{nk} = \bar{A}_{nk} / \lambda_{nk} \quad (9)$$

и такие же равенства справедливы для величин с синусами. Простые вычисления преобразуют (6) для коэффициентов с чертой:

$$\begin{aligned} \bar{A}_{nk}^1 &= -\lambda_{nk}^1 \bar{A}_{n-1,k-1} + \lambda_{nk}^* \bar{A}_{n-1,k+1}, \\ \bar{B}_{nk}^1 &= (1 - \delta_{0k}) [-\lambda_{nk}^2 \bar{B}_{n-1,k-1} + \lambda_{nk}^* \bar{B}_{n-1,k+1}], \\ \bar{A}_{nk}^2 &= \lambda_{nk}^3 \bar{B}_{n-1,k-1} + \lambda_{nk}^* \bar{B}_{n-1,k+1}, \\ \bar{B}_{nk}^2 &= -(1 - \delta_{0k}) [\lambda_{nk}^1 \bar{A}_{n-1,k-1} + \lambda_{nk}^* \bar{A}_{n-1,k+1}], \\ \bar{A}_{nk}^3 &= -\lambda_{nk}^4 \bar{A}_{n-1,k}, \\ \bar{B}_{nk}^3 &= -(1 - \delta_{0k}) \lambda_{nk}^4 \bar{B}_{n-1,k}. \end{aligned} \quad (10)$$

Здесь

$$\begin{aligned} \lambda_{nk}^* &= \frac{1}{2} \sqrt{\frac{(1 + \delta_{0k})(2n-1)(n-k)(n-k-1)}{(2n+1)}}, \\ \lambda_{nk}^1 &= (1 - \delta_{0k}) \sqrt{1 + \delta_{1k}} \lambda_{nk}^0, \\ \lambda_{nk}^2 &= (1 - \delta_{1k}) \lambda_{nk}^0, \\ \lambda_{nk}^3 &= (1 - \delta_{1k})(1 - \delta_{0k}) \lambda_{nk}^0, \\ \lambda_{nk}^4 &= \sqrt{\frac{(n+k)(n-k)(2n-1)}{2n+1}} \end{aligned} \quad (11)$$

при

$$\lambda_{nk}^0 = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{(2n-1)(n+k)(n+k-1)}{(2n+1)}}.$$

Высшие производные

Формулы (6) позволяют получить рекуррентности для вычисления производных высших порядков от V . Обозначим $x_1 = x$, $x_2 = y$, $x_3 = z$, $\partial^m V / \partial x_{i_m} \partial x_{i_{m-1}} \dots \partial x_{i_1} = V^{i_m \dots i_1}$. Тогда

$$V^{i_m \dots i_1} = \mu \sum_{n=l+m}^{N+m} R^{n-m} \sum_{k=0}^n (A_{nk}^{i_m \dots i_1} U_{nk} + B_{nk}^{i_m \dots i_1} W_{nk}). \quad (12)$$

Первый шаг. Вычисляем $A_{nk}^{i_1}, B_{nk}^{i_1}$, используя (6).

Второй шаг. Вычисляем $A_{nk}^{i_2 i_1}, B_{nk}^{i_2 i_1}$, используя (6), заменяя A_{nk}^i, B_{nk}^i в левой части на $A_{nk}^{i_2 i_1}, B_{nk}^{i_2 i_1}$, а $A_{n-1,k}, B_{n-1,k}$ в правой части на $A_{n-1,k}^{i_1}, B_{n-1,k}^{i_1}$.

Следующие шаги очевидны. Надо только помнить, что на каждом шаге (за исключением последнего) мы должны добавлять нулевые коэффициенты (7).

Такой же алгоритм справедлив для коэффициентов с чертой.

В качестве примера сосчитаем

$$\begin{aligned}
A_{nk}^{11} &= \frac{1+\delta_{2k}}{4}(1-\delta_{1k})(1-\delta_{0k})A_{n-2,k-2} - \frac{2+\delta_{1k}}{2}\nu_{nk}A_{n-2,k} + \\
&\quad \nu_{nk}\nu_{n-1,k+1}A_{n-2,k+2}, \\
A_{nk}^{22} &= -\frac{1+\delta_{2k}}{4}(1-\delta_{1k})(1-\delta_{0k})A_{n-2,k-2} - \frac{2-\delta_{1k}}{2}\nu_{nk}A_{n-2,k} - \\
&\quad \nu_{nk}\nu_{n-1,k+1}A_{n-2,k+2}, \\
A_{nk}^{33} &= 2\nu_{nk}A_{n-2,k}; \\
B_{nk}^{11} &= (1-\delta_{0k})\left[\frac{1-\delta_{2k}}{4}(1-\delta_{1k})B_{n-2,k-2} - \frac{2-\delta_{1k}}{2}\nu_{nk}B_{n-2,k} + \right. \\
&\quad \left. \nu_{nk}\nu_{n-1,k+1}B_{n-2,k+2}\right], \\
B_{nk}^{22} &= -(1-\delta_{0k})\left[\frac{1-\delta_{2k}}{4}(1-\delta_{1k})B_{n-2,k-2} + \frac{2+\delta_{1k}}{2}\nu_{nk}B_{n-2,k} + \right. \\
&\quad \left. \nu_{nk}\nu_{n-1,k+1}B_{n-2,k+2}\right], \\
B_{nk}^{33} &= 2(1-\delta_{0k})\nu_{nk}B_{n-2,k}.
\end{aligned}$$

Таким образом,

$$A_{nk}^{11} + A_{nk}^{22} + A_{nk}^{33} = B_{nk}^{11} + B_{nk}^{22} + B_{nk}^{33} = 0$$

в согласии с уравнением Лапласа $\Delta V = 0$.

Случай вращающегося тела

Перейдем от системы отсчета \mathcal{O} к другой системе \mathcal{O}' ($Ox'y'z'$) с тем же началом O . Переход от \mathcal{O} к \mathcal{O}' описывается 3×3 матрицей вращения \mathcal{A} :

$$(x', y', z')^T = \mathcal{A}(x, y, z)^T$$

с элементами a_{ik} .

Точное описание вращения Земли (Луны ...) влечет сложную зависимость a_{ik} от времени t , хотя часто достаточно ограничиться вращением вокруг оси z

$$\mathcal{A} = \begin{pmatrix} \cos \varphi & -\sin \varphi & 0 \\ \sin \varphi & \cos \varphi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (13)$$

Заметим, что допускается неравномерное вращение, так что φ может быть произвольной функцией времени.

Обозначим отнесенные к \mathcal{O} декартовы координаты через x_i , а отнесенные к \mathcal{O}' — через x'_i . Тогда

$$\frac{\partial V}{\partial x'_i} = a_{ik} \frac{\partial V}{\partial x_k}, \quad (14)$$

где подразумевается суммирование по повторяющемуся индексу k .

Вообще,

$$\frac{\partial^m V}{\partial x'_{i_m} \cdots \partial x'_{i_1}} = a_{i_m k_m} \cdots a_{i_1 k_1} \frac{\partial^m V}{\partial x_{k_m} \cdots \partial x_{k_1}}. \quad (15)$$

Разумеется, есть иной путь вычисления производных: изменение стоксовых коэффициентов. Другими словами, мы можем использовать (1), выражая U_{nk}, W_{nk} через r, θ', λ' , отнесенные к \mathcal{O}' , и заменяя A_{nk}, B_{nk} на A'_{nk}, B'_{nk} . Тогда формулы (6, 12) останутся верными для системы \mathcal{O}' тоже. Недостаток этого способа: переход от A_{nk}, B_{nk} к A'_{nk}, B'_{nk} громоздок (см., например, [3]), а делать это надо непрерывно для каждой эпохи t .

Случай тела, вращающегося вокруг оси z

Указанный недостаток исчезает в случае тела, вращающегося вокруг оси z . Индуцируемое матрицей (13) преобразование сводится к $r' = r, \theta' = \theta, \lambda' = \lambda + \varphi$ при φ , не зависящем от x', y', z' . Итак,

$$\begin{aligned} A'_{nk} &= A_{nk} \cos k\varphi - B_{nk} \sin k\varphi, \\ B'_{nk} &= (1 - \delta_{k0}) (A_{nk} \sin k\varphi + B_{nk} \cos k\varphi). \end{aligned} \quad (16)$$

Замечание. Операторы $[\cdot]'$ и $[\cdot]^i$ коммутируют в случае $i = 3$

$$(A'_{nk})^3 = (A_{nk}^3)', \quad (B'_{nk})^3 = (B_{nk}^3)'$$

и не коммутируют в случаях $i = 1, 2$. Заметим, что физический смысл имеют величины в левой части, такие как $(A'_{nk})^i$.

Формула (15) также сильно упрощается и может быть записана в форме

$$\frac{\partial^m V}{\partial x'^{m_1} \partial y'^{m_2} \partial z'^{m_3}} = \mathcal{D}_1^{m_1} \mathcal{D}_2^{m_2} \mathcal{D}_3^{m_3} V, \quad m = m_1 + m_2 + m_3$$

при

$$\mathcal{D}_1 = \cos \varphi \frac{\partial}{\partial x} - \sin \varphi \frac{\partial}{\partial y}, \quad \mathcal{D}_2 = \sin \varphi \frac{\partial}{\partial x} + \cos \varphi \frac{\partial}{\partial y}, \quad \mathcal{D}_3 = \frac{\partial}{\partial z}.$$

С помощью биномиального разложения получим

$$\frac{\partial^m V}{\partial x'^{m_1} \partial y'^{m_2} \partial z'^{m_3}} = \sum_{i=0}^{m_1+m_2} Q_{m_1 m_2}^i(\varphi) \frac{\partial^m V}{\partial x^i \partial y^{m_1+m_2-i} \partial z^{m_3}} \quad (17)$$

при

$$Q_{m_1 m_2}^i(\varphi) = \sum_k (-1)^{m_1-k} \binom{m_1}{k} \binom{m_2}{i-k} \cos^{m_2-i+2k} \varphi \sin^{m_1+i-2k} \varphi. \quad (18)$$

Пределы суммирования в (18) зависят от m_1, m_2, i сложным образом.

Предположим, что $m_2 \leq m_1$. Тогда

$$\begin{aligned} 0 \leq k \leq i, & \quad \text{если} \quad 0 \leq i \leq m_2, \\ i - m_2 \leq k \leq i, & \quad \text{если} \quad m_2 + 1 \leq i \leq m_1, \\ i - m_2 \leq k \leq m_1, & \quad \text{если} \quad m_1 + 1 \leq i \leq m_1 + m_2. \end{aligned}$$

Предположим, что $m_1 \leq m_2$. Тогда

$$\begin{aligned} 0 \leq k \leq i, & \quad \text{если} \quad 0 \leq i \leq m_1, \\ 0 \leq k \leq m_1, & \quad \text{если} \quad m_1 + 1 \leq i \leq m_2, \\ i - m_2 \leq k \leq m_1, & \quad \text{если} \quad m_2 + 1 \leq i \leq m_1 + m_2. \end{aligned}$$

Гравитационное поле в окрестности начала

Мы рассмотрели стандартный случай ряда Лапласа (1) в окрестности бесконечно удаленной точки, требующий шаровых функций (2) второго рода. Рассмотрим случай системы \mathcal{O} с началом O вне тела \mathbf{T} . Например, O может быть центром тора или центром полости внутри сферы. В окрестности O потенциал \mathbf{T} может быть описан рядом Лапласа

$$V = G \sum_{n=l}^N R^{-n-1} \sum_{k=0}^n \left(A_{nk} \tilde{U}_{nk} + B_{nk} \tilde{W}_{nk} \right) \quad (19)$$

по шаровым функциям первого рода

$$\tilde{U}_{nk} = r^n P_n^k(\cos \theta) \cos k\lambda, \quad \tilde{W}_{nk} = r^n P_n^k(\cos \theta) \sin k\lambda. \quad (20)$$

Заметим, что A_{nk}, B_{nk} в (19) и (1) различны, но они никогда не встречаются вместе.

Описанная процедура получения производных (1) имеет аналог для производных от (19), и мы приводим ее без подробного доказательства. Главное отличие этих двух случаев: производная шаровой гармоники первого рода \tilde{V}_n является шаровой гармоникой порядка $n - 1$.

Аналог (4):

$$\text{grad } V = G \sum_{n=\max\{0, l-1\}}^{N-1} R^{-n-2} \sum_{k=0}^n \left(\mathbf{A}_{nk} \tilde{U}_{nk} + \mathbf{B}_{nk} \tilde{W}_{nk} \right). \quad (21)$$

Аналог (5):

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tilde{U}_{n+1,k}}{\partial x} &= -\frac{1 + \delta_{0k}}{2} \tilde{U}_{n,k+1} + \tilde{\mu}_{nk} \tilde{U}_{n,k-1}, \\ \frac{\partial \tilde{W}_{n+1,k}}{\partial x} &= -\frac{1 - \delta_{0k}}{2} \tilde{W}_{n,k+1} + \tilde{\mu}_{nk} \tilde{W}_{n,k-1}, \\ \frac{\partial \tilde{U}_{n+1,k}}{\partial y} &= -\frac{1 + \delta_{0k}}{2} \tilde{W}_{n,k+1} - \tilde{\mu}_{nk} \tilde{W}_{n,k-1}, \\ \frac{\partial \tilde{W}_{n+1,k}}{\partial y} &= \frac{1 - \delta_{0k}}{2} \tilde{U}_{n,k+1} + \tilde{\mu}_{nk} \tilde{U}_{n,k-1}, \\ \frac{\partial \tilde{U}_{n+1,k}}{\partial z} &= (n + k + 1) \tilde{U}_{nk}, \\ \frac{\partial \tilde{W}_{n+1,k}}{\partial z} &= (n + k + 1) \tilde{W}_{nk} \end{aligned} \quad (22)$$

при

$$\tilde{\mu}_{nk} = (1 - \delta_{0k}) \frac{(n + k + 1)(n + k)}{2}.$$

Аналог (6):

$$\begin{aligned}
A_{nk}^1 &= -\frac{1+\delta_{1k}}{2}(1-\delta_{0k})A_{n+1,k-1} + \tilde{\nu}_{nk}A_{n+1,k+1}, \\
B_{nk}^1 &= (1-\delta_{0k})\left[-\frac{1-\delta_{1k}}{2}B_{n+1,k-1} + \tilde{\nu}_{nk}B_{n+1,k+1}\right], \\
A_{nk}^2 &= \frac{1-\delta_{1k}}{2}B_{n+1,k-1} + \tilde{\nu}_{nk}B_{n+1,k+1}, \\
B_{nk}^2 &= -(1-\delta_{0k})\left[\frac{1+\delta_{1k}}{2}A_{n+1,k-1} + \tilde{\nu}_{nk}A_{n+1,k+1}\right], \\
A_{nk}^3 &= (n+k+1)A_{n+1,k}, \\
B_{nk}^3 &= (1-\delta_{0k})(n+k+1)B_{n+1,k}
\end{aligned} \tag{23}$$

при

$$\tilde{\nu}_{nk} = \frac{(n+k+1)(n+k+2)}{2}.$$

Аналог (10):

$$\begin{aligned}
\bar{A}_{nk}^1 &= -\lambda_{nk}^1\bar{A}_{n+1,k-1} + \lambda_{nk}^*\bar{A}_{n+1,k+1}, \\
\bar{B}_{nk}^1 &= (1-\delta_{0k})\left[-\lambda_{nk}^2\bar{B}_{n+1,k-1} + \lambda_{nk}^*\bar{B}_{n+1,k+1}\right], \\
\bar{A}_{nk}^2 &= \lambda_{nk}^3\bar{B}_{n+1,k-1} + \lambda_{nk}^*\bar{B}_{n+1,k+1}, \\
\bar{B}_{nk}^2 &= -(1-\delta_{0k})\left[\lambda_{nk}^1\bar{A}_{n+1,k-1} + \lambda_{nk}^*\bar{A}_{n+1,k+1}\right], \\
\bar{A}_{nk}^3 &= \lambda_{nk}^4\bar{A}_{n+1,k}, \\
\bar{B}_{nk}^3 &= (1-\delta_{0k})\lambda_{nk}^4\bar{B}_{n+1,k}.
\end{aligned} \tag{24}$$

Здесь

$$\begin{aligned}
\lambda_{nk}^* &= \frac{1}{2}\sqrt{\frac{(1+\delta_{0k})(2n+3)(n+k+1)(n+k+2)}{2n+1}}, \\
\lambda_{nk}^1 &= (1-\delta_{0k})\sqrt{1+\delta_{1k}}\lambda_{nk}^0, \\
\lambda_{nk}^2 &= (1-\delta_{1k})\lambda_{nk}^0, \\
\lambda_{nk}^3 &= (1-\delta_{0k})(1-\delta_{1k})\lambda_{nk}^0, \\
\lambda_{nk}^4 &= \sqrt{\frac{(2n+3)(n-k+1)(n+k+1)}{2n+1}}
\end{aligned} \tag{25}$$

при

$$\lambda_{nk}^0 = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{(2n+3)(n-k+2)(n-k+1)}{2n+1}}.$$

Я благодарен профессору М. Гельману и его сотрудникам А. Когану и О. Тублин за полезное обсуждение. Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 02-02-17516), Ведущей научной школы (грант 00-15-96775) и программы *Университеты России* (грант УР.02.01.027).

Список литературы

1. *Cunningham L. E.* On the computation of the spherical harmonic terms needed during the numerical integration of the orbital motion of an artificial satellite // *Celest. Mech.* 1970. **2**. 2. 207–216
2. *Антонов В. А., Тимошкова Е. И., Холшевников К. В.* Введение в теорию ньютоновского потенциала. М.: Наука, 1988.
3. *Шкодров В. Г.* Планетен потенциал. София.: Изд. Болг. АН, 1989.

Б. М. Шустов

Институт астрономии РАН

БОЛЬШИЕ ОПТИЧЕСКИЕ ТЕЛЕСКОПЫ БУДУЩЕГО

План лекции

- Зачем их строят.
- Крупнейшие телескопы: опыт создания и использования.
- Большой Южно-Африканский Телескоп SALT.
- Чрезвычайно большие телескопы ELT и GSMT.
- Ошеломляюще большой телескоп OWL.
- Российские перспективы.

E. Kruegel
MPIfR

OPTICAL PROPERTIES OF INTERSTELLAR DUST

Roughly half of all the radiation in the universe comes from interstellar dust. To interpret it correctly, one has to know the optical properties of dust grains. By representing a grain as an ensemble of harmonic oscillators, we derive how it absorbs and scatters light and how it reemits, in thermal equilibrium, the absorbed energy in the infrared. This derivation is carried out almost from scratch, but under the assumption that the wavelengths of the light are much bigger than the size of the grains. We sketch the general theory, where an analytical treatment is not possible, for the case of spheres. We present ample examples of cross sections and emission spectra.

N. E. Piskunov
Uppsala Observatory, Sweden

MODERN ASTRONOMICAL SPECTROSCOPY

I will describe the latest tendencies in astronomical instrumentation for spectroscopy on 10m class telescopes. The review will include medium resolution multi-object instruments and high-resolution high-stability instruments. Several examples of scientific breakthrough over the last decade will be used to illustrate the application of modern spectroscopic tools.

© E. Kruegel, 2004
© N. E. Piskunov, 2004

Тезисы студенческих докладов

Е. А. Аввакумова¹, М. С. Тучин²

¹Уральский государственный университет

²Московский государственный университет

КАТАЛОГ ДЛЯ КЛАССИФИКАЦИИ ЗАТМЕННЫХ ПЕРЕМЕННЫХ СИСТЕМ

В 1980 г. Свечников и др. [1] разработали и предложили метод классификации затменных переменных звезд по известным параметрам кривой блеска и спектрам. На данный момент появилось много дополнительной информации и новых объектов. Кроме того, существуют звезды, для которых нельзя использовать метод, предложенный Свечниковым из-за недостатка наблюдательных данных. В связи с этим возникла задача поиска и разработки новых критериев оценки эволюционного статуса звезд и применение их к более обширной выборке затменных переменных звезд.

Такая выборка была сделана на основе ОКПЗ и его приложений (электронные версии), а также, использован ряд каталогов, содержащих указание на эволюционный статус систем, определенный независимыми методами. Полученный таким образом каталог представляет собой таблицу, удобную для анализа, и содержит информацию о 6341-й затменной переменной звезде. Для каждой звезды приведен ряд параметров, характеризующих кривую блеска системы (в идеальном случае этих параметров 13), период и спектральный класс обоих компонентов (если информация о них доступна в ОКПЗ), а также указание на эволюционный статус системы, взятое из независимого источника. Каталог может быть запрошен у авторов.

Список литературы

1. Свечников М. А., Истомин Л. Ф., Грехова О. А. Переменные звезды. 1980. Т. 21. 399.
2. Холопов П. Н., Самусь Н. Н., Горанский В. П. и др. Общий каталог переменных звезд. Москва, Наука. 1985–1988. тт. 1-3.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ТУРБУЛЕНТНОГО ПОТОКА МНОГОФАЗНОГО МЕЖЗВЕЗДНОГО ГАЗА СО СПИРАЛЬНЫМ РУКАВОМ ГАЛАКТИКИ

В рамках 2-мерной модели исследуется процесс взаимодействия турбулентного потока межзвездного газа с гравитационной ямой, создаваемой звездной волной плотности в спиральной галактике.

Применяется метод прямого численного моделирования турбулентности. Турбулентность стимулируется источниками на входной границе и/или случайно, в среднем однородно, распределенными по всей расчетной области точечными источниками, непрерывно впрыскивающими массу и энергию (звездный ветер). Многофазность обеспечивается учетом объемного охлаждения и нагрева газа излучением. Высокий — 4-й по пространственным координатам — порядок точности используемой разностной схемы типа WENO [1] позволяет свести к минимуму влияние схемной диффузии.

Результаты расчетов сводятся к следующему. (1) В адиабатической модели влияние турбулентности на крупномасштабную структуру течения малосущественно. Наблюдается небольшая размазка фронта галактической ударной волны. (2) При учете неадиабатических процессов ударный фронт, четко прослеживавшийся в адиабатическом случае, исчезает. Вместо этого возникает система мелко-масштабных облаков, «вмороженных» в гладкое течение межоблачного газа. (3) Облака имеют тенденцию к коагуляции: на выходе из ямы облака слипаются в одну или несколько крупных конденсаций. (4) При учете подпитки газа энергией, поставляемой звездным ветром, наблюдается противоположная тенденция — образование тонких оболочек с последующим их распадом на фрагменты.

Список литературы

1. *Levy D., Puppo G., Russo G.* A fourth-order central WENO scheme for multidimensional hyperbolic systems of conservation laws // *SIAM J. Sci. Comput.* 2002. Vol. 24. № 2. P. 480.

ВЫБОР ОПТИМАЛЬНЫХ ФОТОМЕТРИЧЕСКИХ ПОЛОС ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ МЕЖЗВЕЗДНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ

Одна из современных задач астрономии — разработать многоцветную космическую фотометрическую систему, которая позволила бы производить многомерную классификацию звезд при наличии межзвездного (МЗ) поглощения. В современных условиях мы можем использовать диапазоны длин волн, недоступные ранее в наземных наблюдениях. Это открывает новые возможности. Необходимо подбирать полосы многоцветной космической фотометрической системы во всем оптическом диапазоне, который позволяет использовать современная техника, учитывая особенности распределения энергии в спектрах звезд и свойства поглощающего МЗ вещества.

УФ спектральный интервал представляет особый интерес для изучения МЗ покраснения, так как на длине волны $\lambda 2175 \text{ \AA}$ кривая МЗ поглощения имеет максимум, вариации которого представляют интерес для исследования МЗ среды и структуры Галактики. Мы предлагаем использовать УФ полосы, одна из которых будет центрирована на длине волны $\lambda 2175 \text{ \AA}$, а две другие будут расположены по разные стороны от нее. Оптимальные положения полос ($\lambda 1900 \text{ \AA}$, $\lambda 2200 \text{ \AA}$, $\lambda 3500 \text{ \AA}$) и их полуширины (200 \AA , 200 \AA , 500 \AA соответственно) были получены методами синтетической фотометрии.

Важным преимуществом при использовании УФ полос для определения МЗ поглощения является то, что для этой цели можно привлекать звезды не только ранних спектральных классов, но и умеренно горячие объекты, вплоть до спектра G0. Это дает широкие возможности для решения задачи исследования распределения и количества МЗ вещества в Галактике.

Точность определения количества поглощающего МЗ вещества в предлагаемой УФ системе в 3–4 раза выше, чем в системе полос XYZ Вильнюсской системы, специально подобранных для оценки МЗ экстинкции.

РАССТОЯНИЕ МЕЖДУ НЕВОЗМУЩЕННЫМИ ОРБИТАМИ ПРОИЗВОЛЬНОГО ТИПА

В статье [1] рассмотрена задача нахождения расстояния между двумя Кеплеровыми эллиптическими орбитами (термин «расстояние» понимается в смысле теории множеств, то есть как минимум расстояний между всевозможными парами точек, лежащих на соответствующих орбитах). Задача сведена к решению тригонометрического уравнения 8-й степени относительно переменной, определяющей положение точки на одной из орбит. При этом в невырожденных случаях степень многочлена не может быть уменьшена. Здесь решение обобщается на случай произвольных невозмущённых орбит — конических сечений. При этом основное уравнение меняет свой тип с тригонометрического на гиперболический или алгебраический, но в непараболических случаях остается эквивалентным алгебраическому уравнению 16-й степени и, следовательно, мало отличается от основного варианта эллипс–эллипс. В параболических же случаях, которые являются вырожденными, степень многочлена понижается до 12 или 9. В случае двух гипербол необходимо учитывать некомпактность множества пар точек.

Список литературы

1. *Kholshchikov K. V., Vassiliev N. N.* On the distance function between two Keplerian elliptic orbits // *Celest. Mech. Dyn. Astr.* 1999. Vol. 75. № 2. P. 75–83.

ИЗУЧЕНИЕ ПЕРЕМЕННОЙ VI Vul

В астрономии особо важным для изучения звезд являются параметры, которые можно получить из наблюдений переменных звезд. Например, изучение затменно-переменных звезд дает ценную информацию о размерах, массах, плотностях вещества и температурах поверхностных слоев звезд. В результате исследования физических переменных была получена зависимость период–светимость, которая лежит в основе определения расстояний во Вселенной. Вся эта информация содержится как в изменениях блеска переменных звезд, так и в изменениях периодов. Последние обусловлены или собственной эволюцией переменных звезд (например, цефеиды), или эффектами, связанными с обменом веществом (тесные двойные системы).

Передо мной стояла задача по обработке фотографических и фотоэлектрических наблюдений переменной звезды типа W UMa — VI Vul. В результате были получены фотографические и фотоэлектрические кривые блеска, которые, к сожалению, оказались неполными. Несмотря на это, удалось определить шесть моментов минимумов.

Для всех имеющихся данных были вычислены наблюдаемый и эфемеридный моменты минимумов (О-С). Затем была построена зависимость (О-С) от эпохи наблюдений. Все значения, в том числе и полученные нами моменты минимумов, легли практически на одну прямую, что свидетельствует только о неточном значении периода, но не позволяет сделать вывода о его переменности. Вычисленная поправка к периоду составила $1.309 \cdot 10^{-6}$.

Выводы. 1. Построены две кривые (фотографическая и фотоэлектрическая) изменения блеска почти по двумстам фотографическим и пятидесяти фотоэлектрическими наблюдениям и получены шесть новых моментов минимумов. 2. По всем известным данным построена диаграмма О-С. Уточнен период изменения блеска VI Vul.

РАССТОЯНИЯ МЕЖДУ ОРБИТАМИ НЕБЕСНЫХ ТЕЛ СОЛНЕЧНОЙ СИСТЕМЫ

Как известно, столкнуться могут только те небесные тела, орбиты которых пересекаются. На кафедре небесной механики Санкт-Петербургского Государственного Университета были вычислены минимальные расстояния между всеми астероидами, известными на ноябрь 2003 года (это 236037 объектов), по методу, предложенному профессором Университета К. В. Холшевниковым и Н. Н. Васильевым. Каталог элементов орбит был взят с ftp-сервера Лоувелловской обсерватории (<ftp://ftp.lowell.edu/pub/elgb/astorb.dat.gz>) и обработан программами, написанными на языке программирования C++ И. С. Бессмертным. Результаты показали, что среди орбит астероидов встречается много почти пересекающихся. Составлена таблица, содержащая 318 пар астероидов, минимальное расстояние между орбитами которых не превышает 0.01 астрономической единицы. Также составлен каталог расстояний между орбитой Земли и близкими к ней орбитами астероидов и каталог расстояний между орбитами больших планет попарно с учетом оскулирующих элементов на промежутке времени 20000 лет с шагом 400 лет. Все результаты размещены на сайте aster3000.narod.ru.

А. И. Васюнин¹, А. М. Соболев¹,
Д. З. Вибе², Д. А. Семенов³

¹Уральский государственный университет,

²Институт астрономии РАН,

³Астрофизический институт, Университет Фридриха Шиллера,
Германия

О ВЛИЯНИИ НЕТОЧНОСТЕЙ СКОРОСТЕЙ ХИМИЧЕСКИХ РЕАКЦИЙ НА РЕЗУЛЬТАТЫ АСТРОХИМИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Проведен анализ влияния ошибок определения значений скоростей газофазных химических реакций на результаты моделирования содержаний молекул в межзвездной среде с использованием химической базы данных UMIST 95 [1]. Методом случайного варьирования констант скоростей в пределах указанных в UMIST 95 ошибок оценены разбросы теоретических обилий для темных и диффузных молекулярных облаков. Все соединения разбиты на 6 групп по величине разброса их модельных равновесных обилий при варьировании констант скоростей химических реакций. При этом распределение соединений по группам зависит от физических условий. Разбросы обилий простых соединений лежат в пределах 0.5–1 порядка, но существенно возрастают с увеличением числа атомов в молекуле.

Предложен простой способ выделения реакций, скорости которых наиболее существенно влияют на обилие избранного соединения. Способ основан на исследовании корреляций между содержанием соединения и значениями констант скоростей реакций и позволяет получить прямую оценку того, насколько уточнение скорости конкретной реакции уменьшает неопределенность в величине обилия интересующего соединения.

Работа проведена при поддержке грантов РФФИ 03-02-16433 и Минобрразования Е02-11.0-43.

Список литературы

1. *Millar T. J., Farquhar P. R. A., Willacy K.* The UMIST database for astrochemistry 1995 // *A&A*. 1997. Vol. 121. P. 139–185.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ХИМИЧЕСКОЙ ЭВОЛЮЦИИ ШАРОВОГО СКОПЛЕНИЯ

В рамках однозонной хемодинамической модели рассматривается химическая эволюция шарового скопления. Предполагается, что материнское газовое облако было предварительно обогащено тяжелыми элементами до уровня $Z = 10^{-3} - 10^{-2} Z_{\odot}$. Показано, что если продукты нуклеосинтеза остаются в пределах шарового скопления, то распределение звезд по металличности характеризуется тремя пиками, несмотря на то, что скорость звездообразования оказывается монотонной функцией времени. Один из пиков в распределении по Z соответствует звездам с металличностью, близкой к начальной, два других — с солнечной (или слегка превышающей солнечную) металличностью. Число звезд с высокой (солнечной) металличностью составляет около 10 % от общего числа и слабо зависит от параметров модели. Присутствие таких звезд в шаровых скоплениях может свидетельствовать о многократном обогащении их вещества вспышками принадлежащих им сверхновых.

ОСОБЕННОСТИ ХИМИЧЕСКОЙ ЭВОЛЮЦИИ ДОЗВЕЗДНЫХ ЯДЕР ДЛЯ РАЗЛИЧНЫХ ДИНАМИЧЕСКИХ МОДЕЛЕЙ

В настоящее время не существует общепринятой модели образования дозвездных ядер. Предполагается, что установить временную шкалу и предпочтительную динамическую модель протозвездного коллапса позволит детальное изучение химической структуры дозвездных ядер.

В работе проведено моделирование образования химических соединений, и рассмотрены различия химического состава дозвездного ядра в двух динамических приближениях: феноменологической модели сжатия ядра, основанной на наблюдениях объекта L1498 [1], и модели модифицированного свободного коллапса [2]. Характер динамической эволюции в этих моделях диаметрально противоположен. В первой это медленное, постепенное сжатие, которое начинается на временах порядка $5 \cdot 10^4$ лет, а во второй — резкое и быстрое. Возраст облака в этом случае около $7 \cdot 10^5$ лет.

В рассмотренных моделях различия обилий большинства молекул наиболее существенны на интервалах времени от $5 \cdot 10^5$ лет и больше. Показано, что при раннем сжатии дефицит таких соединений, как SO, CS, C₂S, HCO⁺ и др. в направлении наиболее плотных частей облака наступает значительно раньше, чем во второй модели.

Сравнение результатов двух расчетов при одинаковых значениях концентрации частиц (в данных моделях они соответствуют разным моментам времени) показывает, что до достижения концентраций порядка 10^6 см^{-3} максимальными являются различия обилий углеводородов и соединений серы, при более высоких концентрациях — обилия азотосодержащих молекул, например NH₃ и N₂H⁺.

Список литературы

1. E. A. Bergin, W. D. Langer // *ApJ*. 1997. Vol. 486. P. 316.
2. L. A. M. Nejad, D.A. Williams et al. // *MNRAS*. 1990. Vol. 246. P. 183.

ОТОЖДЕСТВЛЕНИЕ ГЕОСИНХРОННЫХ СПУТНИКОВ ПО ЭЛЕМЕНТАМ ИХ ОРБИТ

Одной из основных задач, возникающих при обработке позиционных наблюдений геосинхронных спутников, является задача их отождествления. Она обусловлена высокой плотностью космических аппаратов в геостационарной области и особенностями их движения. Вследствие этого на сравнительно небольшом участке неба (несколько минут дуги) может быть одновременно зарегистрировано несколько ГСС, с течением времени изменяющих свое положение друг относительно друга.

Задача отождествления ГСС заключается

1. в группировке по объектам предварительных орбит, построенных по результатам наблюдений внутри одной даты;
2. отождествлении объектов, наблюдавшихся в разные даты;
3. идентификации объектов по КATALOGУ ГСС.

В АО УрГУ была создана программа Identification, которая позволяет решать задачу на первых двух этапах. Определение элементов предварительных орбит в этой программе выполняется методом Лапласа по трем положениям, группировка предварительных орбит по объектам — путем сравнения элементов орбит (наклонения и долготы восходящего узла). Осуществляется моделирование движения ГСС на исследуемом интервале с помощью программы «Численная модель движения ИСЗ», в которой учитываются возмущения от гeопотенциала, гравитационных полей Луны и Солнца и давления солнечной радиации.

При выполнении настоящей работы программа Identification была дополнена блоком, позволяющим проводить идентификацию объектов по КATALOGУ ГСС. С помощью обновленной программы из массивов результатов наблюдений, полученных в АО УрГУ в 1987—1999 гг., были выделены данные, относящиеся к двум ГСС. Затем эти спутники были отождествлены с объектами №128, 94 Зонального каталога ГСС. На камере SBG проведены наблюдения геосинхронного спутника №128 по Зональному каталогу, исследование орбитального движения которого проводится в АО УрГУ.

ВЛИЯНИЕ ВОЛНОВОГО ДАВЛЕНИЯ НА ГИДРОСТАТИЧЕСКОЕ РАВНОВЕСИЕ СФЕРИЧЕСКОГО ОБЛАКА

Наблюдения ядер молекулярных облаков показывают, что турбулентные скорости в них сравнимы или превышают скорость звука [1]. Поэтому турбулентность должна существенно влиять на эволюцию этих объектов. Считается, что одним из главных элементов турбулентности являются МГД волны. В данной работе исследуется влияние давления альвеновских волн на равновесную структуру сферически симметричного самогравитирующего облака. Предполагается, что в центре облака есть небольшая область, где плотность и крупномасштабное магнитное поле (КМП) однородны. Вне этой области КМП считается радиальным. Уравнение для волнового давления выведено из условия, что диссипация волновой энергии компенсируется дивергенцией ее потока. Внутри облака нет источников волн, поэтому учитываются только те волны, которые проникают в облако снаружи.

Проведено моделирование 11 объектов (ОМС-1, L1544 и др.). Волны в некоторых маломассивных облаках сильно затухают, что приводит к обжатию внешних слоев. Это проявляется в виде резкого падения плотности на краю облака, что согласуется с наблюдениями [2]. Дисперсия скорости во всех облаках либо почти постоянна, либо растет наружу. Поэтому в рамках исследуемой модели невозможно объяснить рост дисперсии скорости к центру некоторых массивных облаков. Возможно, в центре этих объектов есть источники волн [1] либо волны усиливаются в процессе гравитационного коллапса [3].

Список литературы

1. *Pirogov L., Zinchenko I., Caselli P. et al.* // *Astron. and Astrophys.* 2003. Vol. 405. P. 639.
2. *Langer W. D., Willacy K.* // *Astrophys. J.* 2001. Vol. 557. P. 714.
3. *Dudorov A. E., Zamozdra S. N.* // *Astron. and Astrophys. Trans.* 2003. Vol. 22. № 1. P. 43.

РАСПИРЯЮЩИЕСЯ ОБОЛОЧКИ В МОЛОДЫХ ЗВЕЗДНЫХ СИСТЕМАХ: ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Мы представляем результаты численного нелинейного моделирования процесса ударного расширения оболочки на ранней стадии формирования планетарных туманностей, подобных туманности Mz3 «Муравей».

Проведенный нами анализ позволяет сделать следующие выводы:

1) полученные нами в различных сериях моделирования и в различных областях оболочек скорости их ударного расширения хорошо согласуются с наблюдаемыми скоростями растекания вещества в молодых звездных объектах (outflow) и составляют $20 \div 100$ км/с;

2) морфология расширяющихся оболочек в наших экспериментах на малых временах хорошо согласуется с наблюдаемой в молодых системах типа Mz3, а на больших временах — с наблюдаемой в более «старых» объектах типа HH1/HH2; кроме того, для обоих указанных случаев хорошо согласуются и реальные геометрические размеры оболочек;

3) получаемое в нашем моделировании распределение температур вдоль фронта оболочек хорошо согласуется с наблюдаемой морфологией светимости реальных объектов;

4) формирующиеся в нашем моделировании высокоскоростные струйные выбросы вдоль оси симметрии системы хорошо согласуются с реально наблюдаемыми по скоростям ($100 \div 300$ км/с), но, в отличие от устоявшихся представлений, отнюдь не являются равновесными по давлению с окружающим их заударным веществом кокона (оболочки);

5) отсутствие баланса давления между веществом струи и веществом кокона обусловлено, в частности, тем, что в струю попадает обладающее угловым моментом вещество околозвездного диска из-за последовательного развития каскада «начальный выброс — тор — торнадо — джет».

**ИССЛЕДОВАНИЕ КАНДИДАТА В ГАЛАКТИКИ
С ПОЛЯРНЫМИ КОЛЬЦАМИ
МЕТОДОМ 1D – СПЕКТРОСКОПИИ**

Галактики с полярными кольцами занимают особое место среди взаимодействующих систем, так как у них существует кольцо (или диск), состоящее из газа, пыли и звезд и вращающееся в плоскости, примерно ортогональной к основному диску галактики. Уникальная геометрия ГПК позволяет получить информацию о 3-мерном потенциале центральной галактики и о темном гало.

Методы 1D-спектроскопии играют важную роль в изучении таких объектов. Они позволяют не только обнаружить существование кинематически выделенной подсистемы газа, но и определить физические условия в областях формирования эмиссионных линий.

В докладе представлен краткий обзор галактик с полярными кольцами (ГПК) и сходных с ними объектов, их характеристик и сценариев образования. В качестве примера приводятся результаты анализа наблюдательных данных для кандидата в галактики с полярными кольцами, полученные на 6-м телескопе САО РАН с использованием длиннощелевого спектрографа UAGS.

Н. М. Михальчук¹, А. П. Видьмаченко²,
А. В. Мороженко²

¹Киевский Национальный Университет им. Тараса Шевченко,

²Главная Астрономическая обсерватория НАНУ

ПРОЯВЛЕНИЕ НЕЛИНЕЙНЫХ ЭФФЕКТОВ В АТМОСФЕРАХ ПЛАНЕТ ГИГАНТОВ

Рассмотрены основные положения нелинейной атмосферной оптики. При облучении атмосферы довольно сильным источником электромагнитных волн (например, Солнцем) в ее спектре возможно проявление так называемых нелинейных эффектов взаимодействия солнечного электромагнитного излучения с веществом атмосферы планеты. А именно: 1) генерация второй гармоники, 2) комбинационное рассеяние.

Атмосферы планет очень изменчивы, и в каждый следующий момент времени интенсивности отдельных молекулярных линий и их вторых гармоник будут немного отличаться. Для анализа были использованы спектральные наблюдения, полученные Э. Каркошкой в 1993 и 1995 гг. на Европейской южной обсерватории в спектральном интервале 300 – 1000 нм. В этих спектрах рассматривались колебательно-вращательные линии метана, которые практически сливаются в широкие молекулярные полосы. Именно здесь наблюдаются особенно большие изменения во времени. Выполненный нами анализ наблюдательных спектральных данных показал, что довольно значительные вариации имеют место и на длинах волн, которые точно соответствуют удвоенным значениям частот сильных полос метана. Поскольку спектр атмосферных составляющих формируется на разных высотах при существенно отличающихся физических характеристиках атмосферы, то нами было рассчитано влияние комбинационного эффекта в зависимости от изменения температуры с высотой в атмосфере.

О ВОЗМОЖНЫХ ПРИЧИНАХ ВЫСОКОЙ МЕТАЛЛИЧНОСТИ КВАЗАРОВ

Спектральные исследования квазаров и ядер активных галактик на больших красных смещениях ($z \sim 5 \div 6$) позволили определить химический состав газа, непосредственно окружающего эти объекты. Наблюдения показали, что относительное содержание тяжелых элементов в этом газе превышает значение солнечного содержания ($Z \approx 0.02$) в 3–5 раз. При изменении z от 5 до 2 содержание тяжелых элементов не меняется.

Существует несколько подходов к объяснению высокой металличности квазаров. Кен и Острикер [1] показали, что содержание тяжелых элементов коррелирует со средней плотностью вещества в зоне звездообразования. При этом в зонах более высокой плотности металличность должна расти быстрее, чем в областях низкой плотности. Начальная функция масс (НФМ) в их моделях взята в солпитеровском виде. Другой подход — использование НФМ с преобладанием массивных звезд — сформулирован, в частности, Романо и др. [2].

В рамках настоящей работы для проведения расчетов использовалась однозонная модель дисковой галактики, построенная на формализме Фирмани и Тутукова [3]. Рассмотрено несколько серий моделей, отвечающих различным подходам к объяснению высокой металличности квазаров. Отдельно рассмотрены эффекты, возникающие при изменении нижнего предела НФМ и при изменении начальной плотности вещества в зоне звездообразования. Показано, что только одновременное влияние этих двух факторов позволяет получить высокое содержание тяжелых элементов на больших красных смещениях ($z \sim 5$).

Список литературы

1. R. Cen, J. Ostriker // *Astrophys. J.* 1999. Vol. 519. P. 109.
2. D. Romano et al. // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 2002. Vol. 334. P. 444.
3. C. Firmani, A. Tutukov // *Astron. Astrophys.* 1992. Vol. 264. P. 37.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ НЕКОТОРЫХ ПАРАМЕТРОВ ЛУНЫ ИЗ ВИЗУАЛЬНЫХ НАБЛЮДЕНИЙ

Хорошо известно, как важны наблюдения для изучения астрономии и как сложно их проводить. Поэтому самыми распространенными являются наблюдения Луны и Солнца — объектов ярких и часто наблюдаемых. Любители астрономии, кроме этого, наблюдают метеоры и яркие переменные звезды, которые, с одной стороны, не требуют особой подготовки, с другой — наличия сложных оптических инструментов. Мне было предложено провести визуальные наблюдения Луны для определения некоторых параметров ее орбиты. После первого этапа стало ясно, что данная работа может выполняться школьником практически самостоятельно и ее выполнение служит прекрасным способом изучения множества разделов астрономии: осваивается небо и звездные карты, изучаются некоторые элементы сферической астрономии и характеристики движения Луны. Также в ходе обработки данных изучаются начала теории ошибок, работа с компьютером и математическим пакетом ORIGIN. Мной было проведено 47 визуальных наблюдений и 39 наблюдений при помощи простейшего угломерного инструмента — посоха Якоба. Наблюдения Луны производились методом засечек относительно 2–4 соседних звезд, по картам определялись координаты, которые впоследствии для удобства обработки данных переводились в эклиптические. Далее с помощью компьютера были вычислены положения точек узлов и наклонение орбиты Луны к эклиптике. Полученные положения точек узлов не отличаются от истинных больше, чем на 5° , а наклонение орбиты — на 0.5° . Свою задачу считаю выполненной, а данный метод наблюдений — подходящим для обучения любителей практической астрономии. Единственная трудность, которая возникает при выполнении подобных наблюдений, их большая продолжительность. Во время проведения летней астрономической школы 2004 г. мне было поручено вести такие наблюдения со школьниками.

ВАРИАНТ ПОСТРОЕНИЯ 3-D ТЕПЛОВОЙ МОДЕЛИ ЗЕМНОЙ КОРЫ СРЕДНЕГО ПРЕДУРАЛЬЯ

Представляемая работа является частью исследований, проводимых в Институте геофизики УрО РАН. В задачи исследования входит получение распределения плотности вещества, его скоростных и упругих, теплофизических характеристик, современного распределения температуры в коре и верхней части мантии Предуралья.

Прямые данные о распределении глубинных температур имеются только вдоль ствола скважин, информацию о распределении поля температур в пространстве между скважинами можно получить, только используя методы математического моделирования, что приводит к обратной задаче для уравнения теплопроводности. Реализован численный алгоритм [3] решения прямой стационарной краевой задачи для уравнения теплопроводности в сложноорганизованной трехмерной модели среды. Необходимое распределение параметров взято из [4, 2].

Было получено распределение температуры до глубины 60 км. Это распределение было сопоставлено с распределением температуры вдоль геотраверса «ГРАНИТ» [1]. Сравнение показало удовлетворительное соответствие с результатами независимых расчетов.

Список литературы

1. Хачай Ю. В., Голованова И. В. Геотермический разрез литосферы вдоль геотраверса «ГРАНИТ» // Литосфера. 2002. Вып. 3. С. 38.
2. Rybach L. Earth planet // Sci. Lett. 1982. Vol. 57. P. 367.
3. Самарский А. А. Введение в численные методы. М.: Наука, 1987.
4. Хачай Ю. В. Исследование особенностей теплового поля и строения земной коры Арала с целью выявления перспективных нефтегазовых объектов // Сборник аннотационных отчетов по проектам регионального конкурса РФФИ Урал по Свердловской области за 2002 г.

Н. В. Пешеходько
Волгоградский государственный университет

**СОЗДАНИЕ КОМПЬЮТЕРНОГО ПАКЕТА ПРОГРАММ
ПО МОДЕЛИРОВАНИЮ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ
ОБЪЕМНОЙ ПЛОТНОСТИ В ОСНОВНЫХ
КОМПОНЕНТАХ ГАЛАКТИК**

Создан компьютерный пакет программ для моделирования распределения объемной плотности в основных компонентах галактик. Задавая модель галактики, описываемую некоторым набором параметров, можно с помощью данного приложения добиться оптимального согласия модельной кривой вращения с наблюдаемой [2].

Данное приложение позволяет оценить в рамках конкретной модели массы как отдельных компонент галактик, так и массу всей галактики в целом.

**КИНЕМАТИКА НЕЙТРАЛЬНОГО
И ИОНИЗОВАННОГО ГАЗА И ИЗУЧЕНИЕ ОСТАТКА
ВСПЫШКИ СВЕРХНОВОЙ В НЕПРАВИЛЬНОЙ
КАРЛИКОВОЙ ГАЛАКТИКЕ IC1613**

С целью выявления структуры и кинематики межзвездной среды, подверженной действию звездного ветра и вспышек сверхновых, была проведена обработка наблюдений карликовой неправильной галактики IC1613 в линии излучения нейтрального водорода на волне 21 см, проведенных на радиоинтерферометре VLA.

Обнаружено, что наибольший разброс скоростей нейтрального газа соответствует единственной области современного звездообразования в галактике. Выявлены три протяженные оболочки нейтрального газа размером около 300 пк. Построенные в различных направлениях диаграммы распределения лучевых скоростей позволили получить характерные скорости расширения этих оболочек. Здесь сосредоточены самые молодые звездные скопления и ОВ-ассоциации. Было проведено подробное изучение структуры и кинематики комплекса звездообразования в линии излучения ионизованного водорода H_α 6563 Å. Наблюдательные данные были получены с помощью интерферометра Фабри — Перо на 6-метровом телескопе БТА САО РАН. Были построены диаграммы позиция — скорость, перекрывающие фактически весь комплекс звездообразования.

Наибольшие скорости ионизованного газа наблюдались в области, где расположен единственный известный в галактике IC1613 остаток вспышки сверхновой, имеющий аномально высокую светимость как в оптике, так и в рентгене. Выдвинуто предположение, что вспышка сверхновой произошла в оболочке нейтрального газа. По наблюдениям остатка с помощью мультиспектрального оптоволоконного спектрографа на 6-метровом телескопе БТА САО РАН был получен спектр остатка в диапазоне длин волн 5500—7000 Å. Построены карты потоков и поля скоростей остатка во многих спектральных линиях. По отношению интенсивности линий дублета SII получена карта распределения плотности в окрестности остатка.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №01-022-16118 и ФЦНТП (контракт 40.022.1.1.1102).

СВЯЗЬ МЕЖДУ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫМИ СВОЙСТВАМИ БЛАЗАРОВ В РАДИО- И ОПТИЧЕСКОМ ДИАПАЗОНАХ

Излучение блазаров линейно поляризовано, что свидетельствует о его синхротронной природе. Некоторые модели допускают рождение оптического и радиоизлучения в одной пространственной области [1]. В этом случае следует ожидать связи между поляризацией излучения в обоих диапазонах. Габуздой и др. [2] были впервые обработаны одновременные поляризационные оптические и РСДБ наблюдения на 6 см 15 блазаров с целью выявления корреляций. Обнаружено, что вектор поляризации в РСДБ-ядре на 6 см был либо приблизительно параллелен, либо перпендикулярен оптическому, что можно объяснить эффектами оптической толщины излучения: векторы параллельны, когда радиоизлучение оптически тонкое, и перпендикулярны, когда оно оптически толстое. При уменьшении длины волны должен происходить резкий переход от оптически толстого к оптически тонкому радиоизлучению, что приведет к уменьшению числа источников, векторы поляризации которых в оптике и РСДБ-ядре перпендикулярны.

Выявлена связь угла поляризации в оптике и в РСДБ-ядре либо внутреннем джете. 7 из 14 источников показали примерную параллельность на 1.3 и 2 см и только один — уверенную перпендикулярность, что может говорить о том, что на данных длинах волн у подавляющего большинства источников радиоизлучение от данных областей оптически тонкое.

Список литературы

1. *Ghisellini G., Maraschi L., Treves A.* Inhomogeneous synchrotron-self-Compton models and the problem of relativistic beaming of BL Lac objects // *Astron. Astrophys.* 1985. Vol. 146. P. 204.
2. *Gabuzda D. C., Sitko M. L., Smith P. S.* Correlations between the VLBI and optical polarization of BL Lacertae objects // *Astrophys. J.* 1996. Vol. 112. P. 1877.

МОДЕЛЬНЫЙ РАСЧЕТ СВЕТИМОСТИ В ИНФРАКРАСНОМ ДИАПАЗОНЕ ТУМАННОСТИ MZ 3

Молодой звездный объект Mz 3 — отражательная туманность со сверхзвуковыми биполярными выбросами вещества. Как показывают наблюдения на длине волны 10 мкм, в обсуждаемом объекте, наряду с ударно расширяющейся оболочкой присутствуют протяженные волокнистые лепестки, расширяющиеся от центральной звезды [1, 2]. Возможная причина образования этих лепестков — неоднородность поглощения излучения центральной звезды в ударной оболочке.

В настоящей работе представлены результаты численного расчета светимости туманности Mz 3 в инфракрасном диапазоне по данным о распределении плотности газа, полученные ранее Храповым и Мусцевым при численном моделировании расширения ударной оболочки. Плотность пыли, на которой происходит поглощение, считается пропорциональной плотности газа. Светимость рассчитывалась по формуле $L = \alpha \rho^2 \Delta I$, где α — свободный параметр; ρ — плотность пыли; ΔI — интенсивность поглощенная в данной расчетной ячейке. Изофоты светимости пыли, полученные в результате расчетов, показывают образование волокнистых лепестков, практически идентичных наблюдательным. Полученная в результате расчетов морфология светимости ударной волны также подтверждена наблюдениями [2].

Список литературы

1. *Redman M. P., O'Connor J. A., Holloway A. J., Bryce M., Meaburn J.* // MNRAS. 2000. Vol. 312. P. 23.
2. *Quinn D. E., Moore T. J. T., Smith R. G., Smith C. H., Fujiyoshi T.* // MNRAS. 1996. Vol. 283. P. 1379.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ АСТРОФИЗИЧЕСКИХ ТЕЧЕНИЙ НА АДАПТИВНЫХ ИЕРАРХИЧЕСКИХ СЕТКАХ

Продемонстрированы возможности нового численного кода Megalion для моделирования многомерных астрофизических течений на динамически адаптивных иерархических сетках (AMR, Adaptive Mesh Refinement). Достоинством данного кода является возможность локально использовать более высокое разрешение сетки, чем на регулярной сетке. С помощью этого кода можно эффективно моделировать течения с большими градиентами и быстрыми временными вариациями [1]. Численный код позволяет автоматически отслеживать появление и движение сильных разрывов и оптимально распределять вычислительные ресурсы. Основу кода составляет разностная схема Рунге-Кутты повышенного порядка точности. Уравнение Пуассона для гравитационного потенциала решается численно с помощью метода сопряженных градиентов с использованием техники многосеточной релаксации.

В качестве приложения проведено трехмерное численное моделирование эволюции аккреционного диска в полуразделенной двойной системе после прекращения массообмена [2]. Результаты моделирования показывают, что на этой стадии в аккреционном диске возникает устойчивое плотное образование (сгусток), движущееся по диску с переменной скоростью. Движение сгустка по диску может приводить к возникновению мелкомасштабных вихрей и, следовательно, к генерации турбулентности.

Список литературы

1. Дудоров А. Е., Жилкин А. Г., Степанов К. Е. и др. Численный AMR-код для моделирования коллапсирующих протозвездных облаков // VII Забалахинские науч. чтения. 2003: Матер. докл.
2. Bisikalo D. V., Boyarchuk A. A., Kilpio A. A. et al The structure of matter flows in semi-detached binaries after the termination of mass transfer // Astr. Rep. 2001. Vol. 45. P. 611.

**СПЕКТРОСКОПИЧЕСКОЕ И ФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ
ИССЛЕДОВАНИЕ КАНДИДАТОВ В ТЕСНЫЕ
ДВОЙНЫЕ СИСТЕМЫ**

Данная работа посвящена поиску фотометрической переменности кандидатов в тесные двойные системы — PG2300+166, PG2200+085 и PG0918+029, а также поиску переменности в спектре звезды PG2300+166. Были получены следующие результаты.

— У звезды PG2300+166 фотометрические изменения блеска и периодические изменения лучевых скоростей не наблюдаются.

— У звезды PG2200+085 наблюдается непрерывное, плавное изменение яркости звезды на $\Delta m = 0.^m05 \pm 0.^m02$ в течение 5 часов с отсутствием заметных проявлений фликеринга. Этот объект требует дальнейших наблюдений.

— У звезды PG0918+029 наблюдается явное периодическое изменение блеска. Такую кривую блеска может иметь двойная система либо из-за «эффекта отражения», либо из-за «эффекта эллипсоидальности». Поэтому можно предположить, что она относится к классу предкатаклизмических переменных звезд. Эта звезда также требует дальнейших исследований.

Д. Л. Титов¹, А. А. Калинин²,
А. И. Шагабутдинов²

¹Уральский государственный университет,

²Астрономическая обсерватория УрГУ

ФОТОГРАФИЧЕСКАЯ ФОТОМЕТРИЯ СПЕКТРОВ СОЛНЕЧНЫХ ПРОТУБЕРАНЦЕВ

Рассматривается рабочий макет программно-аппаратного комплекса для обработки фотографических спектров солнечных протуберанцев. Комплекс состоит из микрофотометра МФ-2, переделанного в саморегистрирующий, усилителя постоянного тока У5-9, преобразователя напряжение–частота (ПНЧ) и интерфейса с параллельным портом компьютера. Счет импульсов от ПНЧ реализован программно. Комплекс программ на языке Turbo Pascal 7.0 обеспечивает ввод данных с микрофотометра, комплекс программ на языке MS Fortran 5.1 обеспечивает приближение характеристической кривой негатива эмпирической формулой, перевод в интенсивности и исключение рассеянного света из спектра эмиссии протуберанца.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ НЕТОЧНОСТИ НАВЕДЕНИЯ АНТЕННЫ

Исследованы возможности определения неточности наведения антенны по данным радиоастрономических наблюдений. Основные положения: при сопровождении антенной источника излучения из-за качания главного лепестка ДН, обусловленного неидеальной работой приводных систем, дисперсия результирующего сигнала должна быть больше дисперсии сигнала при наблюдении опорной области и распределение измеренных точек относительно среднего значения должно быть несимметричным.

Построена модель и численно смоделировано неравномерное движение антенны при сопровождении источника и исследовано влияние такого движения на характеристики принимаемых сигналов. Моделирование проводилось для реальных условий измерений. В расчетах при разных значениях ошибок сопровождения определялись: средние значения единичного замера и их дисперсии, среднее серии измерений и его дисперсия, распределение измеренных значений относительно среднего при различных величинах разъюстировки антенны, отношения Сигнал/Шум и угловых размеров источника. Моделирование велось для реальных значений указанных параметров, соответствующих Солнцу и радиоисточникам Телец А и Кассиопея А.

Экспериментальные исследования проводились на 7-метровой параболической антенне в РАО НИРФИ «Старая Пустынь» (рук. Н. А. Дугин и В. А. Разин). Источники наблюдались на длинах волн 3.4 и 10.6 см с шириной ДН антенны 20 и 60' соответственно. При сравнении расчетных параметров и экспериментальных данных проведена оценка неточности наведения антенны РТ-7.

ЭВОЛЮЦИЯ ЭЛЕМЕНТОВ ОРБИТ ЮПИТЕРА И САТУРНА НА КОСМОГОНИЧЕСКИХ ИНТЕРВАЛАХ ВРЕМЕНИ

Одной из фундаментальных задач небесной механики является исследование динамической эволюции планетных систем типа Солнечной на космогонических интервалах времени. Рассматривается двупланетная задача Солнце–Юпитер–Сатурн. При решении этой задачи получено разложение возмущающего гамильтониана в ряд Пуассона по всем элементам до второй степени малого параметра, построены разложения для осредненного гамильтониана, производящей функции преобразования Ли, уравнений замены переменных и правых частей уравнений движения с точностью до второй степени малого параметра.

В настоящей работе выполнено численное интегрирование системы в средних элементах. Использовались методы Рунге — Кутты 9-го и 11-го порядков и метод Эверхарта. На интервале 10 млрд лет исследована эволюция элементов орбиты Юпитера и Сатурна. Изменение элементов орбит почти периодическое. Диапазоны изменения эксцентриситета и наклона орбит составили: для Юпитера — $0.019 - 0.051$, $1.3^\circ - 2.0^\circ$, для Сатурна — $0.021 - 0.077$, $0.73^\circ - 2.5^\circ$ соответственно. Долготы перицентров орбит изменяются вековым образом. Характер эволюции долгот восходящих узлов зависит от используемой основной плоскости и порядка метода Хори — Дебри. В первом приближении на плоскости экватора узлы Юпитера и Сатурна либрируют с амплитудами 13° и 33° соответственно, на плоскости Лапласа — отстоят на 180° . Во втором приближении характер эволюции узлов на плоскости экватора меняется на вековой.

Получены оценки времени Ляпунова для Юпитера (14 млн лет) и Сатурна (10 млн лет).

На основании полученных результатов можно сделать следующий вывод: условно-периодическое движение сохраняется на космогонических интервалах при малом времени Ляпунова.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОКРАСНЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ КВАЗАРА НА МЕЖГАЛАКТИЧЕСКОЙ ПЫЛИ

Рассматриваются статистические характеристики покраснения квазаров, обусловленного межгалактической пылью в рамках двух моделей распределения пыли в окрестности материнских галактик.

В первой модели предполагается, что пыль выбрасывается из галактик давлением излучения звезд, так что результирующее пространственное распределение оказывается монотонно убывающей функцией расстояния до галактики.

Во второй модели пыль сосредоточена в сравнительно тонкой оболочке, окружающей галактику, такой характер распределения можно было бы ожидать, если бы пыль вместе с газом выбрасывалась взрывными процессами, как это имеет место при вспышках звездообразования.

Предполагая, что пространственная плотность галактик и их распределение по массам определяется иерархической схемой образования галактик, в работе моделируется результирующее угловое распределение величины покраснения и находится функция распределения покраснения для квазаров. В рамках первой модели функция покраснений оказывается более крутой. Это может служить тестом при отождествлении доминирующего механизма загрязнения межгалактического вещества пылью.

ОСОБЕННОСТИ ВЕРТИКАЛЬНОЙ СТРУКТУРЫ АККРЕЦИОННЫХ ДИСКОВ

Построены вертикальные распределения объемной плотности ρ и температуры T в приложении к аккреционным дискам, находящимся во внешнем гравитационном поле точечной массы. Диск является: 1) несамогравитирующим, 2) осесимметричным, 3) стационарным, 4) оптически толстым, 5) геометрически тонким.

Угловая скорость вращения Ω и α -параметр, определяющий коэффициент кинематической вязкости, зависят от вертикальной координаты z . Целью работы является изучение влияния неоднородности величин $\Omega(z)$ и $\alpha(z)$ на вертикальную структуру газового диска. Для определенности примем.

$$\Omega(z) = \Omega(0) \exp(-z/L_\Omega), \quad \alpha = \alpha(0) \exp(-z/L_\alpha), \quad (1)$$

где L_Ω , L_α — вертикальные шкалы соответственно Ω и α . Вертикальная структура определяется уравнением переноса тепла за счет радиационного переноса в результате диффузии фотонов к поверхности диска, где оптическая толщина $\tau < 1$. Ограничимся случаем, когда основной вклад дает томпсоновское сечение рассеяния.

Следуя работе [1], мы рассмотрели две внутренние области аккреционного диска: радиационно доминирующую зону и внешнюю область, где давление газа преобладает над давлением излучения. В случае когда давление излучения преобладает над газовым давлением, вертикальная неоднородность параметров Ω и α сильно влияет на вертикальное распределение плотности и температуры. В обратном пределе преобладания газового давления над давлением излучения неоднородность в виде (1) очень слабо влияет на вертикальную структуру диска.

Список литературы

1. *Shakura N. I., Sunyaev R. A.* Black holes in binary systems. Observational appearance // *Astron. Astrophys.* 1973. Vol. 24. P. 337.

Тезисы кратких сообщений

М. А. Баныщикова¹, В. А. Авдюшев²

¹Томский государственный университет,

²НИИ прикладной математики и механики при ТГУ

ЧИСЛЕННАЯ ТЕОРИЯ ДВИЖЕНИЯ БЛИЗКИХ СПУТНИКОВ ЮПИТЕРА

Построена численная модель движения близких спутников Юпитера. В модель были включены следующие возмущающие факторы: влияние несферичности гравитационного поля Юпитера (до J_6), притяжение от галилеевых спутников и Солнца, а также релятивистские эффекты в рамках задачи Шварцшильда.

Модель была апробирована на примере улучшения орбиты V спутника Юпитера, Амальтеи. По ПЗС-наблюдениям спутника, полученным на обсерваториях Palomar Mountain (675), Itajuba (874) и Terskol (B18) и охватывающим 12-летний интервал времени, после предварительной отбраковки проведено улучшение динамических параметров модели. При этом среднеквадратическая ошибка по используемым наблюдениям составила меньше 0.1 что говорит о хорошей согласованности модели с наблюдательными данными.

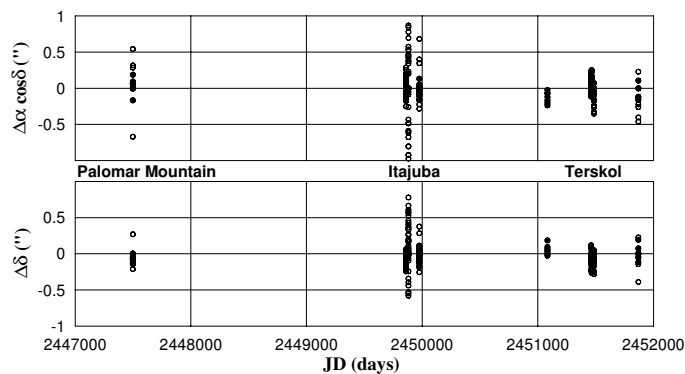


Рис. 1. $O - C$ (\circ — для отбракованных и \bullet — используемых наблюдений)

О. Ю. Барсунова^{1,2}, В. П. Гринин^{1,3}, С. Г. Сергеев³

¹Главная астрономическая обсерватория РАН,

²Санкт-Петербургский государственный университет,

³Крымская астрофизическая обсерватория

НЕОБЫЧНАЯ ЗАТМЕННАЯ СИСТЕМА КН 15D: ДОПОЛНИТЕЛЬНЫЕ ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ ДАННЫЕ

В 1998 г. К. Kearns и W. Herbst при изучении молодого звездного скопления NGC 2264 обнаружили весьма необычную затменную систему КН 15D: с периодичностью 48.36 d объект уходит в минимумы глубины ~ 3.5 звездной величины и продолжительностью около 18 дней, что составляет примерно 1/3 периода. Дальнейшие исследования выявили следующие особенности кривой блеска этого объекта: в самой глубокой части минимума наблюдается повышение яркости, которое почти совпадает с серединой затмения; вход и выход из минимума являются довольно резкими (примерно 2–3 дня).

Исследования оптического спектра позволили отнести главную компоненту системы КН 15D звездам типа Т Тау (подкласс WTTS) со спектральным классом K7 V [2]. Возраст, полученный на основе модельных эволюционных треков звезд на стадии до главной последовательности, по оценкам этих же авторов составил 2–10 Мгг.

Нам было интересно выяснить, как ведет себя система на больших временах. В частности, чем же обусловлен большой разброс точек (~ 1 звездной величины) в минимумах блеска этого объекта и сохраняется ли форма кривой блеска во время затмений. Поэтому в течени 2002–2003 гг. мы провели фотометрические наблюдения системы КН 15D в полосах V, R, и I.

Список литературы

1. *Kearns K.E., Herbst W.* Astron. J. 1998. Vol. 116. P. 261.
2. *Hamilton et al.* Astrophys. J. 2001. Vol. 554L. P. 201.
3. *Hamilton et al.* Ibid. 2003. Vol. 591L. P. 45.

ГОЛУБЫЕ СТРАННИКИ КАК ПРОДУКТ СЛИЯНИЯ МАЛОМАССИВНЫХ РАЗДЕЛЕННЫХ ТДС

Изучение процесса слияния компонентов в маломассивных разделенных тесных двойных системах (*ТДС*) вследствие потери орбитального углового момента из-за магнитного звездного ветра (*МЗВ*) с выделением промежуточной эволюционной стадии образования контактных типа W UMa систем позволяет объяснить происхождение объектов, известных как «Голубые Странники» (*ГС*) в старых (старше 2 гигалет) скоплениях. Обычный метод идентификации звезды как *ГС* — это ее локация на диаграмме «цвет–величина», построенной для скопления, высокую вероятность на членство которому указывают общность собственного движения *ГС* со звездами скопления, а также общность их лучевых скоростей.

Название этих объектов обязано тому факту, что *ГС* имеют завышенную светимость по сравнению со звездами скопления и расположены в стороне от их последовательности (голубее точки поворота на ГП). К настоящему времени *ГС* найдены в ОВ-ассоциациях, РС старого и молодого дисков, ШС гало, карликовых галактиках, Сверхгруппах, среди звезд поля. Природа всех этих *ГС* различна.

В данной работе на наблюдательном материале (более 1300 *ТДС*) каталога [1] с помощью формализма [2], развитого для учета *МЗВ*, построена на диаграмме «масса главного компонента — большая полуось орбиты» область, в которой выделены разделенные *ТДС* с $A \leq 10R_{\odot}$ и $M_1 + M_2 \leq 3.5M_{\odot}$, способные в ходе своей эволюции за счет магнитного торможения образовать объекты класса *ГС*.

Список литературы

1. Свечников М. А., Кузнецова Э. Ф. Каталог приближенных фотометрических и абсолютных элементов затменных переменных звезд. Екатеринбург, 1990. Т. 1. 2.
2. Iben I. J., Tutukov A. V. Astron. J. 1984. Vol. 284. P. 719.

А. Е. Дудоров, М. А. Ерохин,
А. Г. Жилкин, Н. Ю. Жилкина
Челябинский государственный университет

МАГНИТНАЯ ГАЗОДИНАМИКА ГРАВИТАЦИОННОГО СЖАТИЯ ПРОТОЗВЕЗДНЫХ ОБЛАКОВ

На начальных этапах коллапса протозвездного облака (ПЗО) на границе с внешней средой возникает МГД волна разрежения, распространяющаяся к центру. За ее фронтом формируется неоднородная область по плотности и скорости. Дифференциальное вращение в этой области генерирует тороидальное магнитное поле, перераспределяющее угловой момент между центральными частями и периферией. Исследование МГД волны разрежения и оценки эффективности магнитного торможения вращения позволяют выделить основные сценарии МГД коллапса ПЗО.

В настоящей работе представлены результаты двумерного численного моделирования МГД коллапса ПЗО. Сжатие замагниченных медленно вращающихся облаков и облаков с доминирующей ролью центробежных сил моделировалось с использованием однородных сеток. Формирование непрозрачного ядра в медленно вращающихся облаках со слабым магнитным полем сопровождается бурными МГД явлениями, для детального моделирования которых использована техника вложенных сеток. Результаты численного моделирования хорошо согласуются с подобной полуаналитической классификацией сценариев МГД коллапса ПЗО.

Работа частично поддержана грантами РФФИ N 02-02-17642 и Минобрнауки РФ А03-2.9-175.

А. И. Захаров¹, А. В. Миронов¹, Ф. Н. Николаев²

¹Государственный астрономический институт
им. П. К. Штернберга,

²Московский государственный университет

НОВЫЙ СПОСОБ ПОИСКА ПЕРЕМЕННЫХ ЗВЕЗД

Описывается способ поиска переменных звезд, основанный на вычислении коэффициентов корреляции между одновременными (или квазиодновременными) наблюдениями, выполненными в нескольких каналах регистрации. Способ применим, например, к данным, полученным в ходе многоцветных фотометрических обзоров, таких как совокупность индивидуальных измерений в каталогах Hipparcos и Tycho. Для данной звезды и для каждой пары каналов k и l вычисляются коэффициент линейной корреляции ρ_{kl} , его ошибка σ_{kl} и их отношение $MZ_{kl} = \rho_{kl}/\sigma_{kl}$. Каждая такая величина рассматривается как компонент вектора. Для n пар каналов такой вектор будет состоять из $n(n-1)/2$ компонентов. Например, для фотометрии в полосах UBVR можно составить 6 пар полос и вычислить 6 коэффициентов корреляции. Далее вычисляется статистика $MZ = n^{-1/2} \sum MZ_{kl}$. На основе численных экспериментов и анализа наблюдений Hipparcos показано, что статистика MZ имеет распределение, близкое к нормальному и, следовательно, если для некоторой звезды $MZ > 3$, то с вероятностью 0.997 эта звезда является переменной. Анализ измерений в Hipparcos и Tycho позволил переоткрыть более 80 % содержащихся там переменных звезд.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 02-02-16069).

ТРЕХМЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ТЕЧЕНИЯ ВЕЩЕСТВА В ПОЛУРАЗДЕЛЕННЫХ ДВОЙНЫХ СИСТЕМАХ

В работе представлен обзор результатов трехмерного численного моделирования структуры течения вещества в полуразделенных двойных системах. Результаты были получены в 2002–2003 гг. в Институте астрономии РАН группой авторов, в которую входили А. А. Боярчук, Д. В. Бисикало, О. А. Кузнецов и П. В. Кайгородов. В сотрудничестве с Т. Matsuda (Kobe University, Kobe, Japan) был выпущен ряд работ, представляющих результаты численных исследований [1, 2, 3].

Вычисления проводились в рамках неадиабатической модели с учетом процессов радиационного нагрева и охлаждения. Результатом работы явилось подтверждение справедливости модели «горячей линии» для аккреционных дисков с температурой ≈ 13600 К и обнаружение «прецессионной» спиральной волны — стационарного образования, существование которого возможно в центральных областях холодного диска. Найден период обращения прецессионной волны для систем IP Peg и OY Car. Показано, что существование «прецессионной волны» повышает темп аккреции в среднем на порядок по сравнению с равновесным случаем.

Вычисления производились с использованием параллельного вычислительного кода на базе схемы Роу—Ошера [4].

Список литературы

1. Бисикало Д. В., Боярчук А. А., Кайгородов П. В., Кузнецов О. А. // Астрон. журн. 2003. Т. 80. С. 879.
2. Бисикало Д. В., Боярчук А. А., Кайгородов П. В. и др. Структура холодного аккреционного диска в полуразделенных двойных системах. (В печати).
3. Бисикало Д. В., Боярчук А. А., Кайгородов П. В. и др. Модель супервспышки в звездах типа SU UMa. (В печати).
4. Кайгородов П. В. Препринт ИПМ им. Келдыша. 2002. №59.

М. В. Костина, П. А. Тараканов
Научно-исследовательский астрономический
институт им. В. В. Соболева СПбГУ

**МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭВОЛЮЦИИ СПЕКТРА МАСС
И ХИМИЧЕСКОГО СОСТАВА
МЕЖГАЛАКТИЧЕСКИХ ОБЛАКОВ**

Рассматривается задача об эволюции спектра масс облаков межгалактической среды (МГС) с учетом обогащения МГС веществом, выбрасываемым из галактик. Выполнено численное моделирование с использованием модифицированного для данной задачи уравнения Смолуховского, позволяющего описывать как эволюцию спектра масс, так и изменение содержания тяжелых элементов в облаках различных масс со временем.

А. В. Кожевникова¹, И. Ю. Алексеев²

¹Уральский государственный университет,

²Крымская астрофизическая обсерватория

ОСОБЕННОСТИ ПЯТЕННОЙ АКТИВНОСТИ ЗАТМЕННОЙ ПЕРЕМЕННОЙ CG Cyg

Затменная переменная CG Cyg (G9+K3, $P=0.63^d$) принадлежит к группе короткопериодических хромосферно-активных звезд типа RS CVn, обладающих активностью солнечного типа. В августе — сентябре 2003 г. были проведены фотометрические наблюдения этой системы на многоканальном фотометре и 70-см телескопе Коуровской астрономической обсерватории УрГУ. Полученные кривые блеска CG Cyg показывают вращательную квазисинусоидальную модуляцию блеска, характерную для этой системы, которая обычно объясняется наличием темных холодных пятен на более горячей компоненте G9. Проведено моделирование запятненности поверхности с помощью зональной модели [1]. Получены следующие значения параметров запятненных областей: пятна локализованы в низкоширотной области, в симметричном поясе шириной $\pm 20^\circ$ по обе стороны от экватора; по площади занимают до 16 % полной поверхности звезды в августе и до 17 % — в сентябре. Оказалось, что пятна холоднее окружающей фотосферы приблизительно на 1700 К.

На кривых блеска CG Cyg ярко выражены изменения квазисинусоидальной волны с течением времени: по амплитуде — от 0.07^m в августе до 0.09^m в сентябре и по фазе смещение составляет почти 180° между наблюдениями августа и сентября. Таким образом, пятенная активность CG Cyg заметно меняется за достаточно короткое время (в течение месяца).

Список литературы

1. Алексеев И. Ю. Запятненные звезды малых масс. Одесса: Астропринт, 2001. С. 137.

**УРАВНЕНИЯ ОГИБАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ
СЕМЕЙСТВА ТРАЕКТОРИЙ ИЗОТРОПНО
ВЫБРОШЕННЫХ ЧАСТИЦ С УЧЕТОМ ДВИЖЕНИЯ
УЗЛОВ И ПЕРИЦЕНТРОВ**

Падение метеоритов на малый спутник приводит к выбросу в космос массы реголита, во много раз превосходящей массу ударника. Ограничимся рассмотрением относительно крупных частиц с массами более 10^{-7} г. Поведение более мелких в значительной степени определяется электромагнитным взаимодействием с фотонным и корпускулярным солнечным излучением и с магнитным полем планеты. Пусть в момент t_0 произошел изотропный выброс со скоростями, меньшими максимально возможной b . В силу неравенства орбитальных периодов траектории частиц плотно заполняют некоторую область **D**. Через 1–3 месяца долготы узлов и перицентров распределятся по окружности и область **D** станет телом вращения, топологическим полноторием. Та же картина наблюдается при взрыве ИСЗ, находящегося на высокой круговой орбите, причем роль выброшенных частиц играют осколки спутника. Чтобы получить границу S области D , достаточно считать скорости равными b . Была поставлена задача получить параметрические уравнения S как огибающей семейства возмущенных траекторий выброшенных частиц и исследовать ее свойства. В данной работе эти уравнения удалось получить в явном виде.

Я. Н. Павлюченков¹, Д. А. Семенов², К. Шраер²

¹Институт астрономии РАН,

²Институт астрономии им. М. Планка, Германия

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОТОПЛАНЕТНОГО ДИСКА У ЗВЕЗДЫ АВ ВОЗНИЧЕГО

В докладе представлены результаты наблюдений и теоретическая модель аккреционного диска и газопылевой оболочки вокруг молодой звезды АВ Возничего. С помощью телескопа IRAM-30m получены спектры излучения во вращательных линиях молекул $C^{18}O$, CS, HCO^+ , DCO^+ , H_2CO , HCN, HNC, SiO и CN. В линии $HCO^+(J=1-0)$ с помощью Plateau de Bure интерферометра проведено картирование диска с высоким угловым разрешением $\sim 6''$.

На основе модели пассивного диска с рассчитанной вертикальной структурой и модели оболочки со степенным законом распределения плотности проведено моделирование химической эволюции объекта. В результате для различных моментов времени рассчитаны теоретические распределения концентраций молекул, использованных при наблюдениях. С помощью двумерного кода для расчета переноса излучения получены распределения температуры возбуждения молекул и построены теоретические спектры излучения. Эти спектры непосредственно сравниваются с наблюдениями.

По результатам моделирования структуры диска и оболочки, расчета химии и переноса излучения найдена модель, которая наиболее полно соответствует наблюдательным данным. Модель диска хорошо объясняет особенности профилей линий излучения в интерферометрической карте спектров и позволяет восстановить следующие характеристики диска: (1) угол наклона диска $i = 16^\circ \pm 3^\circ$, (2) ориентацию в плоскости изображения $\phi = 80^\circ \pm 25^\circ$, (3) массу диска $M_{disk} \sim 0.015 M_\odot$ (с неопределенностью 2–3 раза), (4) размеры диска $R_{out} \approx 400 \pm 150$ ае, (5) кеплеровское вращение. Теоретические профили линий для IRAM-30m построены для трех случаев: для модели диска без оболочки, для модели оболочки без диска и для модели диска в оболочке. Показано, что наблюдаемые спектры могут быть воспроизведены только последней моделью. При этом центральные части профилей линий формируются оболочкой, а крылья линий — диском.

ОЦЕНИВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ МОДЕЛИ БАЛДЖА ГАЛАКТИКИ

В работе предлагается модель распределения масс в балдже Галактики. Приняты аналитические выражения функций описания со свободными структурными и масштабными параметрами. На этапе конкретизации модели проводится оценка параметров модели и галактических параметров. Для решения этой задачи используется метод интервального оценивания, предложенный Кутузовым [1], и метод доверительных интервалов. В качестве исходных данных взяты наблюдательные оценки галактических параметров и параметров конструируемой модели (расстояние Солнца от центра Галактики, масса и размеры балджа). Методы предполагается применить для моделирования других компонентов Галактики.

Список литературы

1. *Кутузов С. А.* Интервальный метод оценивания параметров модели Галактики // Кинематика и физика небесных тел. 1988. Т. 4. С. 39.

ВЛИЯНИЕ ПРИЛИВНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ КОМПОНЕНТОВ НА ДИНАМИЧЕСКУЮ ЭВОЛЮЦИЮ НЕИЕРАРХИЧЕСКИХ КРАТНЫХ ЗВЕЗД

Проведено численное моделирование динамической эволюции малых групп звезд, состоящих из $N = 6$ компонентов, в рамках гравитационной задачи N тел с учетом возможных слияний звезд и уходов одиночных и двойных звезд из системы. Разработан алгоритм учета приливного взаимодействия между звездами в регуляризованной задаче N тел (в рамках модели «слабого трения»). Исследовано влияние приливного взаимодействия компонентов на динамику групп.

В большинстве случаев эволюция групп заканчивается формированием двойной или устойчивой тройной системы. Распределение эксцентриситетов образующихся двойных хорошо описывается законом $f(e) = 2e$. При малых начальных размерах группы за счет слияний уменьшается число финальных двойных с большими эксцентриситетами, а также устойчивых тройных с вытянутыми орбитами внутренних двойных. Приливное взаимодействие между компонентами усиливает эту тенденцию. Устойчивые тройные системы, как правило, обладают значительной иерархией (среднее отношение больших полуосей внутренней и внешней двойных составляет 1:20). Эксцентриситеты внутренних двойных в среднем больше эксцентриситетов внешних двойных и составляют $\overline{e_{in}} \approx 0.7$ и $\overline{e_{ex}} \approx 0.5$ соответственно. За счет приливного взаимодействия между компонентами, увеличивающего вероятность их слияния, уменьшаются средние значения отношения масс компонентов в двойных и устойчивых тройных системах.

Скорости уходящих звезд составляют от нескольких км/с до нескольких десятков км/с. Приливное взаимодействие между звездами приводит, как правило, к небольшому увеличению скоростей уходящих одиночных и двойных звезд.

ЛИНИИ ПОГЛОЩЕНИЯ ВОДОРОДА В СПЕКТРЕ РЕЛИКТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Процесс рекомбинации первичного водорода и гелия в ранней Вселенной должен приводить к формированию линий в спектре реликтового излучения. Обнаружение таких линий позволит глубже проникнуть в область больших красных смещений z , а анализ их контуров даст возможность точнее восстановить зависимость изменения постоянной Хаббла от масштабного фактора.

Потенциально самой мощной линией должна была быть первая резонансная линия водорода – L_α . Однако, как было показано Зельдовичем, эта линия фактически не образуется ввиду ее большого обратного поглощения нейтральным водородом и последующего двухфотонного дробления с континуальным спектром конечных фотонов. Но это не относится к линиям субординатных серий, поскольку для них такое поглощение практически полностью отсутствует. В результате в настоящее время в спектре реликтового излучения должны быть относительно узкие детали, параметры которых однозначно определяются динамикой рекомбинации.

В работе представлен результат расчета интенсивности линий субординатных серий водорода, образующихся в эпоху рекомбинации при красных смещениях $800 \lesssim z \lesssim 1600$. Показано, что учет расщепления по орбитальному моменту уровней атома водорода и правил отбора по дипольным переходам позволяет выявить абсорбционные детали в рекомбинационном спектре реликтового излучения в субмиллиметровом диапазоне, которые соответствуют линиям H_β и H_γ . Наличие таких деталей — интересный факт, имеющий место при условиях почти полного термодинамического равновесия в эпоху рекомбинации водорода. В наблюдательном плане это позволяет существенно повысить вероятность обнаружения указанных линий.

АККРЕЦИЯ ТУРБУЛЕНТНОГО ГАЗА С МАЛЫМ УГЛОВЫМ МОМЕНТОМ НА ЧЕРНУЮ ДЫРУ

Представлены результаты численного двух- и трехмерного моделирования аккреции турбулизованного газа с малым полным угловым моментом на черную дыру. Турбулентность при квазисферической аккреции, в отличие от дисковой, не способствует, а препятствует аккреции. В соответствии с предсказаниями линейного анализа [1] интенсивность турбулентных пульсаций растет по мере приближения к центру аккреции, причем турбулентность приобретает сильно анизотропный характер — образуются вытянутые вдоль радиуса конденсации, обрамленные ударными волнами. При наличии малого конечного полного углового момента образуется квазидиск, опоясанный системой ударных волн. Присутствие ударных волн увеличивает КПД перевода кинетической энергии потока в тепловую в 10–50 раз. Кроме того, квазидиск оказывается неустойчив по отношению к колебаниям в вертикальной плоскости. На нелинейной стадии неустойчивость приобретает квазипериодический характер. Рассчитанный спектр квазипериодических пульсаций сопоставляется со спектром ряда наблюдаемых источников.

Список литературы

1. *Kovalenko I. G., Eremin M. A.* Instability of spherical accretion. I. shock-free Bondi accretion // MNRAS. 1998. Vol. 298. P. 861.

РЕЛЯТИВИСТСКОЕ ПЕРЕСОЕДИНЕНИЕ СИЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

Пересоединение — процесс преобразования магнитной энергии, играющий ключевую роль в физике магнитосфер Земли и Солнца и, как полагают, имеющий большое значение в магнитосферах других астрофизических объектов.

Представленное решение задачи о релятивистском пересоединении с движущимися медленными ударными волнами является обобщением известного решения, полученного Петчеком для стационарного случая. Релятивистский и нерелятивистский режимы сходятся по многим аспектам. В обоих случаях пересоединение начинается с резкого падения проводимости плазмы в малой части токового слоя (в диффузионной области), затем возмущения быстро распространяются вдоль токового слоя посредством медленных ударных волн. Родившиеся в разные моменты времени медленные ударные волны с течением времени образуют единый ударный фронт, ограничивающий FR-область (field reversal region) с ускоренной и нагретой плазмой и пересоединившимся магнитным полем. Передний фронт FR-области распространяется вдоль токового слоя с альфвеновской скоростью.

Явно выраженные релятивистские эффекты начинают проявляться в случае, когда начальная магнитная энергия существенно больше начальной энергии покоя и тепловой энергии плазмы, как и энергии излучения. В этом случае плазма ускоряется до ультрарелятивистской скорости с Лоренц-фактором $\gg 1$ и концентрируется в очень малом объеме. Релятивистское сжатие плазмы также много больше в сравнении с нерелятивистским случаем, где плотность плазмы может быть увеличена в $\gamma/(\gamma - 1)$ раз (2.5 раза для $\gamma = 5/3$). Напротив, в релятивистском случае сжатие и энергия плазмы в FR-области могут стремиться к бесконечности и могут быть ограничены только пределом применимости уравнения состояния. Таким образом, релятивистское пересоединение может ускорять плазму до околосветовых скоростей и эффективно преобразовывать магнитную энергию в энергию плазмы за очень малое характерное время.

ШИРОКОУГОЛЬНАЯ ПОЛЯРИМЕТРИЯ НОЧНОГО НЕБА. ИЗМЕРЕНИЯ СВЕЧЕНИЯ АТМОСФЕРЫ И ЗОДИАКАЛЬНОГО СВЕТА

Работа посвящена поляризационному исследованию фона ночного неба и его отдельных компонент. Основой работы является серия многократных поляризационных широкоугольных ПЗС-измерений в пяти зонах неба вблизи эклиптики, проведенная в декабре 2002 г. в Южной лаборатории ГАИШ (п. Научный, Крым, Украина) в цветовой полосе V. Зоны отстояли на 2^h по прямому восхождению, одно изображение охватывало область неба размером 8×6 градусов.

Каждое получаемое изображение автоматически отождествлялось с каталогом Tycho 2 [1], при этом проводилась фотометрия ряда звезд и исключение всех звезд до 12 m для дальнейшего вычисления интенсивности и поляризации фона ночного неба. Многократное сканирование каждой из зон в течение ночи позволяло вычислять величины атмосферного поглощения и интенсивности атмосферной компоненты фона неба как функции времени.

Пять зон вблизи эклиптики, в которых производились измерения, находились на разных галактических широтах, что позволило вычлесть другую компоненту ночного неба — свечение звезд слабее 12 m. Интенсивность и поляризация оставшейся части фона ночного неба были близки к данным для зодиакального света.

Хотя наблюдения проводились на высоте 600 м над уровнем моря, интенсивность атмосферной составляющей в зените не превышала 50 % от общего фона неба. При приближении к горизонту появлялась вертикальная поляризация атмосферного фона, коррелирующая с прозрачностью атмосферы. Величина интенсивности звездной компоненты фона ($m > 12$) приближается к интенсивности атмосферной и зодиакальной составляющих только вблизи Млечного Пути, значительно уменьшаясь в других зонах.

Список литературы

1. *Hog E., Fabricius C., Makarov V. V. et al.* The Tycho-2 Catalogue on CD-ROM. Copenhagen University Observatory, 2000.

Стендовые доклады

И. Ю. Алексеев¹, А. В. Кожевникова²

¹Крымская астрофизическая обсерватория,

²Уральский государственный университет

ВРАЩАТЕЛЬНАЯ МОДУЛЯЦИЯ БЛЕСКА И ПЯТНА НА ЗВЕЗДАХ *IN COM*, *IL COM*, *UX ARI*, *V711 TAU*

В настоящей работе мы рассматриваем многоцветные *UBVRI* фотометрические наблюдения и моделирование запятненности четырех незатменных систем типа *RS CVn*: *IN Com*, *IL Com*, *V711 Tau*, *UX Ari*.

По данным литературы и оригинальным наблюдениям для *IN Com*, *UX Ari* и *V711 Tau* были построены долговременные кривые блеска, оценены звездные величины переменных и их показатели цвета для наиболее ярких состояний звезд, которые мы интерпретируем как характеристики спокойной фотосферы. Для малоизученной звезды *IL Com* мы подтвердили вызванную пятнами малоамплитудную фотометрическую переменность с орбитальным периодом и впервые определили показатели цвета в *UBVRI* системе.

Для *UX Ari* мы показали, что звезда синее при уменьшении блеска и ее фотометрическая переменность вызвана не пятнами.

Для *IL Com* были получены простейшие оценки запятненности в приближении «без потемнения к краю». Пятна могут занимать до 19 % поверхности звезды, они холоднее окружающей фотосферы на 1700 K.

Для *IN Com* и *V711 Tau* были построены зональные модели запятненности звезд. Пятна на поверхности *IN Com* расположены на широтах 40–50° и занимают до 22 % поверхности звезды. Они холоднее окружающей фотосферы на 600 K. На *V711 Tau* пятна занимают до 33 % поверхности и холоднее спокойной фотосферы на 1600 K. Согласно нашим расчетам, пятна также расположены на средних широтах.

Для обеих звезд отмечена цикличность изменений средней широты пятен и их полной площади, обнаружены аналоги бабочек Маундера, *flip-flop* эффект и дифференциальное вращение солнечного типа.

А. М. Ахмадинурова¹, Т. С. Зобачева¹,
А. М. Толмачев², А. М. Поляков¹,
Н. В. Панкратова¹, А. М. Соболев¹

¹Уральский государственный университет,

²Пушчинская радиоастрономическая обсерватория ФИАН

МОНИТОРИНГ МАЗЕРНЫХ ИСТОЧНИКОВ Н₂О

В период с августа 2002 по август 2003 г. на радиотелескопе РТ-22 ПРАО ФИАН было проведено несколько эпох наблюдений 40 источников мазерного излучения молекулы Н₂О на частоте 22 ГГц.

На основании этих данных были исследованы качественные изменения профилей компонент ряда наиболее интересных источников (W75N, W75S, OriA, СерА, NGC7538, и др.). Уже на временах порядка трех месяцев все источники проявили сильную переменность: обнаружен дрейф линий по скоростям, существенное изменение отношений интенсивностей компонент. Периодических изменений не обнаружено.

Количественный анализ переменности профилей на данный момент представляется невозможным из-за неточной калибровки автокорреляционного анализатора спектра.

Работа проведена при поддержке гранта Минобразования Е02-11.0-43.

АСТРОНОМИЯ В РЕАЛИЗАЦИИ НАЦИОНАЛЬНО-РЕГИОНАЛЬНОГО КОМПОНЕНТА

Курс «Астрономия» или модификации этого курса предусмотрены учебными планами физических факультетов педагогических вузов РФ. Становление астрономической составляющей естественнонаучного образования учителя физики происходит через разрешение целого ряда объективных и субъективных противоречий. Изменения в структуре и содержании общего образования привели к тому, что в школе перестали изучать астрономию как обязательную дисциплину, а вопросы астрономии в лучшем случае рассеяны по другим предметам, что, к сожалению, не способствует формированию целостного представления об окружающем мире. Одним из путей изменения ситуации с естественно-научной составляющей содержания образования может стать разработка соответствующего национально-регионального компонента стандарта общего образования. В соответствии с Законом Российской Федерации «Об образовании» в Свердловской области разработан национально-региональный компонент Государственного образовательного стандарта общего образования (НРК ГОС). Областной компонент ГОС определяет дополнительно к федеральному компоненту обязательный минимум содержания образовательных программ, требования к уровню образованности обучающихся и выражает особенности, уровень и тенденции развития Свердловской области и образовательные потребности жителей области. В соответствии с НРК в образовательных учреждениях общего образования Свердловской области реализуется образовательная область «Естествознание», которая включает в себя дисциплины «Физика», «Естествознание» и «Экология». Астрономия в рамках школьного компонента сохранилась в образовательных учреждениях, где подготовка в области астрономии была традиционно на высоком уровне. Интерес к астрономии у школьников в области достаточно высок. Это подтверждают традиционные олимпиады по астрономии и научно-практические конференции различных уровней.

БЕЛЫЕ КАРЛИКИ, МАСНО И ХИМИЧЕСКАЯ ЭВОЛЮЦИЯ ГАЛАКТИКИ

В работе исследовано влияние параметров начальной функции масс на население белых карликов в гало Галактики. Показано, что для стандартной модели дисковой галактики с нижним пределом Солнцевской НФМ, равным $0.1 M_{\odot}$, полное количество белых карликов в Галактике составляет $3\text{--}5 \cdot 10^{10}$, что меньше их числа, оцененного по параметрам микролинзирования [1]. Понижение нижнего предела НФМ до 0.07 массы Солнца приводит к повышению суммарного количества белых карликов и субзвездных объектов в гало до $3 \cdot 10^{11}$, но при этом количество белых карликов в диапазоне масс $0.1\text{--}1.4 M_{\odot}$ остается примерно тем же, что и в стандартной модели. Результаты моделирования синтеза кислорода, железа и азота мало отличаются от результатов стандартной модели. При повышении нижнего предела НФМ до 0.5 массы Солнца количество белых карликов увеличивается до $8 \cdot 10^{10}$, однако при этом параметры модельной галактики начинают существенно расходиться с параметрами Млечного Пути. В частности, наблюдается перепроизводство азота и углерода. Сделан вывод о том, что невозможно простым изменением свойств НФМ в области малых масс объяснить наличие большого количества белых карликов в гало.

Работа поддержана грантом РФФИ 03-02-16254.

Список литературы

1. *Alcock C., Allsman R.A., Alves D.R., Axelrod T.S. et al.* The MACHO project: microlensing results from 5.7 years of Large Magellanic Cloud observation // *Astrophys. J.* 2000. Vol. 542. P. 281.

ЗВЕЗДНЫЕ ОРБИТЫ В ЗАДАЧЕ БОКА

Рассматривается движение пробной звезды в гравитационном поле скопления и Галактики (стационарной и осесимметричной). Галактическая орбита скопления считается круговой. Для потенциала Галактики принимается приливное приближение. Рассматривается построение формального интеграла движения, причем воздействие Галактики считается малым возмущением. В частности, для случая, когда невозмущенные орбиты являются замкнутыми, асимптотически сохраняющийся интеграл движения находится методом Крускала. Для простейших моделей скопления численно найдены орбиты, целиком лежащие в плоскости движения скопления. В качестве тестового примера наиболее подробно рассмотрена модель скопления в виде однородного эллипсоида.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ РАССЕЯННЫХ ЗВЕЗДНЫХ СКОПЛЕНИЙ В ОКРЕСТНОСТЯХ СОЛНЦА

Известно, что молодые объекты и газ распределяются в окрестностях Солнца неравномерно. Здесь можно выделить как минимум три отрезка спиральной структуры, что было впервые сделано Беккером и Фенкартом (1961) по молодым ($\text{LgT} < 7.5$) рассеянными звездным скоплениям (РЗС). Задача о локализации спиральных рукавов в Галактике остается актуальной и в настоящее время. Положение спиральных рукавов можно получить двумя путями — на основе пространственного распределения молодых объектов галактического диска и по особенностям в поле скоростей этих объектов.

В данной работе предложен метод определения положения спиральных рукавов по пространственному распределению РЗС, взятых из второй версии Однородного каталога фотометрических параметров 425 РЗС. В модули расстояний скоплений была введена поправка, определенная с учетом тригонометрических параллаксов Hipparcos, которая привела к изменению шкалы расстояния на $-0^m.153$, независимо от возраста скоплений.

Проведенный в настоящей работе метод определения положения спиральных рукавов в окрестностях Солнца дает возможность использовать практически все скопления каталога и получить некоторые пространственные характеристики этих структурных образований — ширину, толщину и протяженность.

Исследование проводилось в системе координат, оси которой были повернуты в среднем на угол 25° для спиральных рукавов Ориона и Персея. Из-за сильной «изогнутости» рукава Киля — Стрельца (отрезок спиральной структуры в Киле соединяется с отрезком в Стрельце под углом порядка 120°) этот рукав рассматривался в системе координат, повернутой на меньший угол. Получено: протяженность рукавов — 5.0 кпк, 10.0 кпк, 6.0 кпк; толщина рукавов — 0.30 кпк, 0.45 кпк, 0.35 кпк для Киля — Стрельца, Ориона и Персея, соответственно. Расстояние между внутренним и внешним краем одинаково для всех рукавов и равно 1 кпк.

С. Ю. Горда, П. Е. Захарова,
Э. Д. Кузнецов, Л. К. Малышева
Астрономическая обсерватория УрГУ

ЭЛЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ ГЕОСИНХРОННЫХ СПУТНИКОВ

Фотометрия геосинхронных спутников может дать ключевую информацию при отождествлении неизвестных объектов.

Осенью 2003 г. на телескопе АЗТ-3 Коуровской астрономической обсерватории проводились пробные электрофотометрические наблюдения геосинхронных спутников. Использовался полуавтоматизированный одноканальный электрофотометр, позволяющий регистрировать значения блеска звезд с экспозициями от 0.001 с до нескольких минут и моменты времени с точностью до 0.01 с.

Наблюдения спутников начинались с момента их визуального обнаружения в гид телескопа при достижении ими яркости в 11.5^m приблизительно за 2 ч до их вхождения в тень Земли. Регистрация блеска проводилась с диафрагмой диаметром $25''$ и экспозицией 0.1 с. Время одной непрерывной записи блеска спутника составляло 5–20 мин, затем регистрировался фон неба и делалась привязка к звезде сравнения для оценки блеска спутника.

Во время наблюдений двух геосинхронных спутников, расположенных вблизи меридиана, проведенных в начале октября 2003 г., был зарегистрирован процесс вхождения спутников в тень Земли, а также быстрые изменения их блеска на 2^m – 3^m вблизи моментов входа и выхода из тени, обусловленные изменением условий их освещенности Солнцем.

Более поздние наблюдения одного из них (середина октября 2003 г.) выявили рекордно большое увеличение блеска на $\sim 7^m$ вблизи момента противостояния с Солнцем. На кривых блеска, полученных в это время, прослеживались плавные изменения синусоидального характера с амплитудой 2^m – 3^m . Вблизи максимумов блеска на синусоидальные колебания накладывались периодические ступенчатообразные малоамплитудные возмущения, возникающие, по-видимому, при отражении света от плоских поверхностей спутника при его вращении.

СТОЛКНОВЕНИЕ ОБЛАКОВ В МЕЖЗВЕЗДНОЙ СРЕДЕ

В рамках двумерного моделирования рассмотрено лобовое столкновение плотных холодных облаков нейтрального водорода HI равной массы, движущихся навстречу друг другу с числом Маха $M = 1.5$ относительно теплой разреженной окружающей среды. Температура облаков составляет $T_c = 62$ К, концентрация газа в них $n_c = 14.2 \text{ см}^{-3}$, радиус облаков варьировался в пределах $R = 0.5\text{--}1.5$ пк. Предполагается, что холодные облака и теплый окружающий газ в начальный момент времени находятся в состояниях равновесия по давлению и теплового равновесия, отвечающих плотному холодному и разреженному теплomu газу соответственно. В результате столкновения облаков образуется долгоживущая структура, граница которой подвержена сильному изменению благодаря действию неустойчивостей Релея–Тейлора и Кельвина–Гемгольца, релаксирующая к состоянию теплового равновесия, соответствующему плотной холодной фазе.

Н. Ю. Жилкина, А. Г. Жилкин, А. Е. Дудоров
Челябинский государственный университет

МГД ВОЛНА РАЗРЕЖЕНИЯ В МЕДЛЕННО ВРАЩАЮЩИХСЯ КОЛЛАПСИРУЮЩИХ ПРОТОЗВЕЗДНЫХ ОБЛАКАХ

На начальном этапе сжатия магнитных вращающихся протозвездных облаков возникает быстрая МГД волна разрежения, являющаяся причиной неоднородности коллапса [1]. В приближении медленного вращения динамика быстрой МГД волны разрежения может быть исследована аналитически методами теории возмущений. В этом случае начальное отношение энергии вращения облака к модулю его гравитационной энергии является малым параметром задачи. Полученные аналитические решения для величин, описывающих течение во внутренней однородной области, выражаются через функции Лежандра первого и второго рода. Для точных решений, найденных с помощью метода малых возмущений, получены простые для анализа асимптотические формулы. На основе этих решений построены выражения для координат поверхности фронта быстрой МГД волны разрежения в продольном и поперечном направлениях. Найденные в приближении медленного вращения аналитические решения, хорошо согласуются с результатами исследования динамики быстрой МГД волны разрежения в коллапсирующих магнитных вращающихся протозвездных облаках, полученными с помощью полуаналитических методов.

Работа частично поддержана грантом РФФИ N 02-02-17642.

Список литературы

1. Дудоров А. Е., Жилкин А. Г. Неавтомодельные режимы изотермического коллапса протозвездных облаков // ЖЭТФ. 2003. Т. 123 (2). С. 195.

Т. С. Зобачева¹, А. М. Соболев¹,
А. М. Толмачев², К. Хенкель³, М. А. Воронков⁴
¹Уральский государственный университет, ²ПРАО ФИАН,
³MPIfR, Германия, ⁴ATNF, Австралия

ВЫСОКОСКОРОСТНЫЕ КОМПОНЕНТЫ В СПЕКТРАХ ВОДЯНЫХ МАЗЕРОВ В ИСТОЧНИКЕ W3(H₂O)

На телескопе РТ-22 ПРАО ФИАН с августа 2002 по август 2003 г. было проведено 7 эпох наблюдений источника W3(H₂O). Накопление происходило в течение длительного времени. Полученные спектры дают информацию о высокоскоростных компонентах: от наиболее интенсивной компоненты эти компоненты отстоят на величину более 15 км/с. Мы получили, что высокоскоростные компоненты могут отстоять в голубую сторону на величину до 40 км/с, а в красную — до 25 км/с. Эти компоненты мало изучены поскольку этот источник обычно наблюдают с недостаточно большими временами накопления.

По наблюдениям в Пуццино мы получили, что высокоскоростные компоненты в диапазоне скоростей от -87 до -55 км/с могут достигать плотностей потоков до 20 Ян и проявляют переменность на временах порядка недель.

По нашей заявке в октябре 2003 г. на 100 м телескопе в Эффельсберге (Германия) было проведено наблюдение источника W3(H₂O) с временем накопления 1.5 ч в 2 ортогональных линейных поляризациях. Наблюдения в Эффельсберге имели рекордную для данного источника чувствительность. Это позволило зарегистрировать компоненты с рекордно высоким смещением в голубую часть спектра от центральной порядка 80 км/с. При этом компонент, отстоящих в красную часть спектра более чем на 25 км/с, не обнаружено. Сравнение интенсивностей компонент в различных поляризациях показало, что высокоскоростные компоненты не поляризованы.

Работа проведена при поддержке гранта РФФИ 03-02-16433.

Н. Д. Калинина¹, А. М. Соболев¹,
С. В. Салий¹, П. Харьюнпя²

¹Астрономическая обсерватория УрГУ,

²Университет Хельсинки, Финляндия

КАТАЛОГ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ В МОЛЕКУЛЯРНОМ ЯДРЕ NGC 6334I(N)

Молекулярные ядра NGC 6334I и NGC 6334I(N) находятся в северной части южного гигантского молекулярного облака NGC 6334, расположенного в диске Галактики. Исследования, проведенные на различных длинах волн, обнаруживают многочисленные очаги звездообразования. Наличие молекулярного потока и присутствие H_2O и CH_3OH мазеров свидетельствуют в пользу того, что NGC 6334I(N) является примером ранней фазы эволюции молодого звездного объекта. Данный источник не обнаруживается на длинах волн короче чем ~ 130 мкм, что говорит о том, что это холодный источник. NGC 6334I(N) вкраплен в область интенсивного излучения пыли. Считается, что в этом объекте находится скорее небольшое протозвездное скопление, чем одиночная массивная звезда. Оценка кинетической температуры газа по излучению аммиака составляет ~ 30 К, а плотность $> 10^6$ см⁻³. Масса $\sim 3000 M_\odot$.

В 1999 г. на 15-м телескопе SEST в La Silla (Чили) проведены наблюдения ядра NGC 6334I(N) в направлении $\alpha_{1950} = 17^h 17^m 33.7^s$, $\delta_{1950} = -35^\circ 42' 04.00''$ в шести спектральных интервалах шириной 1 ГГц в области частот 88–241 ГГц. Системные температуры составляли от 192.5 К для диапазона с центральной частотой 88.9 ГГц до 537.9 К для диапазона с центром на 156.8 ГГц.

Спектры обрабатывались с использованием пакета CLASS. Вычиталась базовая линия 1-го порядка. Шум (3σ) в разных диапазонах составляет от 0.04 до 0.10 К. Для отождествления использовались база данных молекулярной спектроскопии CDMS, список Ловаса и Интернет-ресурс Jet Propulsion Laboratory. Составлен каталог, содержащий 135 спектральных деталей, интенсивность которых превышает уровень 3σ . Для каждой детали приводятся результаты отождествления соответствующего молекулярного перехода, наблюдаемая частота, интегральная интенсивность, ширина на уровне половины интенсивности, антенная температура, скорость V_{LSR} .

Работа поддержана грантом Минобразования E02-11.0-43.

© Н. Д. Калинина, А. М. Соболев, С. В. Салий, П. Харьюнпя, 2004

ФУРЬЕ-АНАЛИЗ КРИВЫХ БЛЕСКА ЗАТМЕННЫХ CVS

Анализ кривых блеска катаклизмических переменных звезд (IP Peg и WX Ari) показал наличие гармоник с частотой $5,5 P_{\text{orb}}^{-1}$ и $6,5 P_{\text{orb}}^{-1}$ соответственно. Наличие этих гармоник свидетельствует о периодическом изменении блеска в определенном спектральном диапазоне, связанном с наличием в этих системах вращающегося сгустка вещества, который был открыт в работах [1, 2], где проводился анализ результатов численного моделирования двойных систем с нестационарным темпом массообмена. Согласно исследованиям, выполненным в работах [3, 4], данный сгусток представляет собой спиральную волну плотности.

Список литературы

1. Бисикало Д. В., Боярчук А. А., Кильпио А. А. и др. Структура газовых потоков в полуразделенных двойных системах после прекращения массообмена // Астрон. журн. 2001. Т. 78. С. 707.
2. Бисикало Д. В., Боярчук А. А., Кильпио А. А., Кузнецов О. А. О возможных наблюдательных проявлениях спиральных ударных волн в CVs. // Там же. 2001. Т. 78. С. 780.
3. Fridman A. M., Boyarchuk A. A., Bisikalo D. V. et al. The collective mode and turbulent viscosity in accretion discs // Phys. Lett. 2003. A. 317.
4. Fridman A. M., Boyarchuk A. A., Bisikalo D. V. et al. From hydrodynamical instability to turbulent viscosity in accretion disks // Proceedings of the «Plasmas in the Laboratory and in the niverse: Insights and new Challanges» Conf. Como, Italy, 16–19 Sept. 2003.

Е. А. Киричек
Калмыцкий государственный университет

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ АКТИВНЫХ ДОЛГОТ НА СОЛНЦЕ

Получено новое точное решение неосесимметричной МГД-задачи для магнитного поля в сферическом слое для случая, когда полоидальные компоненты магнитного поля и поля скорости крупномасштабных течений плазмы зависят периодическим образом от угла поворота ϕ в сферической системе координат. Решение описывает стоячую волну полоидального магнитного поля в конвективной зоне и на поверхности Солнца. Полученное решение позволяет дать простое и наглядное объяснение известного эффекта активных долгот на Солнце.

ГЛОБАЛЬНЫЕ РЕГУЛЯРНОСТИ В СТРУКТУРЕ СПИРАЛЬНЫХ УЗОРОВ ГАЛАКТИК: ПРОЯВЛЕНИЕ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ

Астрономические наблюдения свидетельствуют о том, что в некоторых спиральных галактиках имеются выпрямленные сегменты спирального узора. В работе [1] была высказана гипотеза о газодинамической природе этих полигональных структур как проявлений неустойчивости галактической ударной волны. Мы представляем результаты численного анализа неустойчивости ударной волны в искривленной потенциальной яме. Расчеты показывают, что положение ударной волны действительно неустойчиво. Поведение ударной волны зависит от угла натекания потока газа, то есть угла между невозмущенной потенциальной ямой и направлением течения, а также от скорости натекания газа. Обнаружен автоколебательный режим поведения ударной волны при нормальном (угол 90°) натекании газа. Также установлено, что при углах натекания $24\text{--}45^\circ$ возможны стационарные режимы течения с сегментированной ударной волной.

Список литературы

1. *Chernin A. D.* Spiral patterns with straight arm segments // MNRAS. 1999. Vol. 308. P. 321.

**ОБНАРУЖЕНИЕ КВАЗИКОГЕРЕНТНЫХ
КОЛЕБАНИЙ БЛЕСКА С ПЕРИОДОМ 4.7 ЧАСА
В КАРЛИКОВОЙ НОВОЙ AT Cnc**

AT Cnc является карликовой новой подтипа Z Cam, в которой наблюдаются нормальные вспышки и состояния светимости с промежуточным блеском (standstill), аналогичные состояниям светимости новоподобных переменных. Наблюдения AT Cnc были проведены на 70-см телескопе и многоканальном фотометре Коуровской обсерватории в течение 13 ночей (97 ч) в феврале и марте 2003 г., когда AT Cnc находилась в состоянии «standstill». Анализ наблюдательных данных позволил обнаружить квазикогерентные колебания блеска AT Cnc с периодом 4.7 ч и амплитудой в диапазоне 0.005^m — 0.009^m . Эти колебания показывают нестабильность периода и фазы во временном масштабе недель. Такая нестабильность характерна для колебаний, наблюдаемых в карликовых новых подтипа SU UMa в состоянии сверхвспышки и называемых «сверхгорбами», и для «перманентных сверхгорбов», наблюдаемых в короткопериодических новоподобных звездах, в которых периоды колебаний бывают или немного длиннее орбитального периода (положительные сверхгорбы) или немного короче орбитального периода (отрицательные сверхгорбы). Сравнение с орбитальным периодом AT Cnc показывает, что обнаруженные колебания представляют собой отрицательные сверхгорбы, так как средний период этих колебаний на 3 % короче орбитального периода. В отличие от сверхгорбов, наблюдаемых в звездах подтипа SU UMa, и положительных сверхгорбов новоподобных звезд, объясняемых апсидальной прецессией эксцентрического аккреционного диска, отрицательные сверхгорбы могут быть объяснены обратной прецессией аккреционного диска, наклоненного к орбитальной плоскости. Звезды, обнаруживающие отрицательные сверхгорбы, достаточно редки. AT Cnc оказалась первой звездой в подтипе Z Cam, показывающей отрицательные сверхгорбы.

СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ ОРБИТЫ ДВОЙНЫХ В-ЗВЕЗД HD 199081 И HD 176318

В 2002 г. на оптоволоконном ПЗС-спектрографе среднего разрешения «Радуга» на 1.25-м телескопе-рефлекторе ЗТЕ (Ижмаш, п. Научный, Украина) нами были выполнены измерения лучевых скоростей компонентов спектрально-двойных систем раннего спектрального класса с двойными линиями В5V HD 199081 [1, 2] и одиночными линиями В6V HD 176318 [3]. По итогам исследования были получены следующие результаты.

1. Определена новая спектроскопическая орбита системы HD 199081. Подтверждено изменение долготы периастра со временем, впервые найденное Хилдитч [1], и уточнено значение апсидального периода.
2. Система HD 176318 впервые разрешена как спектрально-двойная с двойными линиями. Построена предварительная спектроскопическая орбита. Получены оценки физических параметров системы.

Список литературы

1. *Hilditch R. W.* The binary system 57 Cyg — apsidal motion, effects of spectral line blending. // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 1973. Vol. 164. P. 101.
2. *Abt H. A., Levy S. G.* Binaries among B2 – B5IV, V absorption and emission stars. // *Astrophys. J. Supp.* 1978. Vol. 36. P. 241.
3. *Gorza W. L.* The spectroscopic orbits of the binary systems HD 91948, HD 176318. // *J. R. Astron. Soc. Can.* 1971. Vol. 65. P. 277.

О БЫСТРЫХ ПОВОРОТАХ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН

Ранее проведенные исследования [1] быстрых поворотов солнечных пятен показали, что действительно наблюдаются отклонения от среднего положения пятна с амплитудой $7\text{--}12^\circ$. Для более детального исследования этого явления в течение наблюдательного сезона 2003 г. на телескопе АЦУ-5 Коуровской обсерватории проводились видеосъемки нескольких солнечных пятен с интервалом в 1 мин. Наблюдения составляли по длительности от 20 минут до 4 ч. Иногда одно и то же пятно наблюдалось дважды в течение одного дня, а также несколько дней подряд. Время видеосъемки составляло $5\text{--}7$ с. За это время снималось $120\text{--}150$ кадров, из которых затем выбиралось $3\text{--}5$ наиболее качественных. Угол поворота определялся как изменение угла между солнечным экватором и прямой, соединяющей два образования в пятне, которые четко фиксируются в течение всего прохождения пятна по диску Солнца. Чтобы уменьшить влияние на значение угла дрожания изображения, измерения усреднялись по $3\text{--}5$ выбранным снимкам. Максимальная ошибка измерения угла составляет $\pm 1.5^\circ$.

В данной работе представлены исследования двух пятен, наблюдавшихся 28, 29 и 30 июня 2003 г. Первое — одиночное, стабильное пятно на широте $+15^\circ$ диаметром около $26''$. В дни наблюдений проходило через центральный меридиан. Второе пятно является головным пятном распадающейся группы, которая в процессе наблюдений быстро менялась. Широта $+10^\circ$, диаметр около $22\text{--}24''$.

Измерения показали, что быстрые повороты носят колебательный характер с периодом $1\text{--}3$ ч, амплитудой $6\text{--}12^\circ$, на фоне которых наблюдаются отдельные резкие повороты со скоростью до 5° за минуту и с амплитудой до $13\text{--}15^\circ$. Существенной разницы между процессами в разных пятнах не наблюдается.

Список литературы

1. Лямова Г. В. Быстрые повороты солнечных пятен // Физика Космоса: Тр. 31-й Международ. студ. научн. конф. Екатеринбург: Изд-во Урал. ун-та, 2002. С. 171.

ВТОРОЙ ВАРИАНТ ИТЕРАЦИОННОГО СПОСОБА ПОЛУЧЕНИЯ ОЦЕНОК УТОЧНЕННОГО МНК

Теория уточненного метода наименьших квадратов изложена в [1, 2, 3]. Здесь предлагается второй вариант итерационного способа получения оценок точного МНК, который заключается в применении формулы

$$x(p+1) = x - P - \frac{(1 + A_1[v_p^2])x_p - A_2[v_p^3]}{A_3x_p^2 + A_4[v_p^2] + 1}.$$

Приняты следующие обозначения: x_p — p -е приближение; $[v_p^2]$ — сумма квадратов уклонений результатов измерений от x_p ; $[v_p^3]$ — аналогичная сумма для кубов уклонений; A_1, A_2, A_3, A_4 — постоянные, зависящие от n ; n — число измерений.

Сходимость данного итерационного процесса такая же, как в [4]. Итерационная формула имеет другой вид, поэтому способ вычислений изменился. Количество вычислений по сравнению с [4] увеличилось. Преимущество же новой формы заключается в возможности решения задачи, когда требуется найти оценки нескольких параметров, в то время как вычисления по формулам [4] становятся в этом случае затруднительными.

Список литературы

1. Магуськин Б.Ф. О вероятнейшей оценке математического ожидания // Геодезия и фотограмметрия в горном деле. Свердловск: УПИ, 1978. Вып. 5. С. 3.
2. Магуськин Б.Ф. Еще раз о вероятнейшей оценке математического ожидания в многомерном случае // Геодезия и фотограмметрия в горном деле. Свердловск: СГИ, 1982. Вып. 9. С. 3.
3. Магуськин Б.Ф. Об одном принципе обработки наблюдений // Геодезия и картография. М.: Геодезиздат. 1985. Вып. 9. С. 16.
4. Магуськин Б.Ф. Итерационный способ вычисления оценок уточненного МНК. (В печати).

А. Б. Островский¹, М. А. Воронков²,
А. М. Соболев³, С. П. Эллингсен⁴

¹Уральский государственный университет, ²ATNF CSIRO,
Австралия, ³Астрономическая обсерватория УрГУ,

⁴Университет Тасмании, Австралия

ИЗЛУЧЕНИЕ ОМС-1 В ЛИНИЯХ МЕТАНОЛА

$5_1-6_0A^+$ И 5_2-5_1E

Молекула метанола имеет более 15 мазерных переходов, излучение которых зарегистрировано в областях массивного звездообразования. Мазерные переходы метанола делятся на I и II класс, природа процессов накачки которых существенно отличается. Это подтверждается тем, что пространственно совпадающие яркие мазеры различных классов до сих пор не были обнаружены. Считается, что мазеры I и II классов не могут возбуждаться одновременно. В данной работе впервые приводятся теоретические и наблюдательные свидетельства того, что яркое излучение на мазерных переходах метанола различных классов может возникать в одной области пространства.

Переход $5_1-6_0A^+$ на 6.7 ГГц является самым ярким (плотность потока до 5000 Ян) и часто наблюдаемым мазерным переходом II класса. Переход 5_2-5_1E на 25 ГГц является одним из самых ярких (около 200 Ян) переходов I класса, наблюдающихся в хорошо изученной области звездообразования в Орионе (ОМС-1). Выполненные нами модельные расчеты показывают, что переходы $5_1-6_0A^+$ и 5_2-5_1E могут становиться мазерными и порождать яркие линии при одних физических условиях. При этом температуры газа и пыли лежат в пределах от 60 до 90 К, плотности газа — от $10^{4.5}$ до $10^{5.5}$ см⁻³ и удельные лучевые концентрации — от 10^{11} до 10^{12} см⁻³с.

С целью наблюдательной проверки, нами в 2003 г. на радиоинтерферометре АТСА в Австралии были проведены наблюдения на частоте 6.7 ГГц области ОМС-1, из которой исходит мазерное излучение на 25 ГГц. Интерферометрические наблюдения показали, что излучение ОМС-1 на 6.7 ГГц имеет компактное распределение и, вероятно, сконцентрировано в области расположения ярких мазеров на 25 ГГц. Таким образом, наблюдения не противоречат тому, что яркое излучение в мазерных переходах метанола различных классов может приходить из одного направления.

Работа проведена при поддержке РФФИ (грант 03-02-16433).

© А. Б. Островский, М. А. Воронков, А. М. Соболев, С. П. Эллингсен, 2004

В. Е. Панчук^{1,2}, А. Н. Алиев²,
В. Г. Клочкова¹, М. В. Юшкин¹

¹ Специальная астрофизическая обсерватория РАН

² Ставропольский государственный университет

МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЛУЧЕВЫХ СКОРОСТЕЙ ЗВЕЗД

Проведен обзор основных методов определения лучевых скоростей звезд и рассмотрены конструктивные особенности некоторых спектральных систем. Оценены ошибки измерения лучевых скоростей, связанные с нестабильностью характеристик аппаратуры. Изложены принципы применения эталона Фабри — Перо в задаче повышения точности определения лучевых скоростей. Описаны методы абсолютной акселерометрии как в задаче исследования колебаний солнечной поверхности, так и в задаче астросейсмологии. Приведены сведения о точностях измерения лучевых скоростей на приборах разных типов, оцениваются перспективы повышения точности акселерометрии.

В историческом аспекте перечислены основные составляющие методической части проблемы увеличения точности определения лучевых скоростей звезд. Приведены избранные параметры типичных дифракционных спектрографов. Указано, что в классических спектроскопических методах основные затруднения возникают на рубеже 100 м/с, причинами тому являются нестабильность освещенности щели, температурные изменения постоянной дифракционной решетки и нежесткость модуля светоприемника. Область точностей лучше 100 м/с принадлежит приборам, где осуществляется периодическая (между научными экспозициями), квазиодновременная (двухволоконный метод) — или одновременная (абсорбционная ячейка, эталон Фабри — Перо в отраженном свете) позиционная калибровка. Размещение современных эшелле спектрографов непосредственно на крупных телескопах (Кеск, VLT) существенно повышает световую эффективность спектрографов, что компенсирует незначительные потери в точности определения лучевых скоростей, связанные с локализацией приборов на подвижных нэсмитовских платформах. Перечислены астрофизические ограничения процедуры определения лучевой скорости звезд. Обсуждаются перспективные методы определения лучевых скоростей.

В. Е. Панчук^{1,2}, Э. В. Емельянов²,
М. В. Юшкин¹, М. В. Якопов^{1,3}

¹ Специальная астрофизическая обсерватория РАН

² Ставропольский государственный университет

³ Таганрогский государственный радиотехнический
университет

ПРОЕКТ ЭШЕЛЛЕ СПЕКТРОГРАФА ФОКУСА КАССЕГРЕНА

Проанализирована возможность создания универсального подвесного эшелле спектрографа для телескопа умеренных размеров.

Мы остановились на следующих основных элементах схемы.

- Интерферометр Фабри — Перо (ИФП) с диаметром пластин 40 мм, толщина воздушного промежутка $t < 3$ мм.
- Линзовый коллиматор. Относительное отверстие $1 : 10$, $F_{coll} = 360$ мм, $D_{coll} = 36$ мм, диаметр коллимированного пучка $d_{coll} = 27.5$ мм.
- Линзовая камера. Относительное отверстие $1 : 3.5$, $F_{cam} = 250$ мм, $D_{cam} = 71.4$ мм.
- Эшелле. Угол блеска $\Theta_b = 64.3^\circ$ ($R2.078$), 75 штр/мм, размер заштрихованной области 117×58 мм².
- Матрица ПЗС. 2048×2048 элементов, размер элемента (пикселя) 0.015×0.015 мм², размер рабочей области 30×30 мм².

Обсуждаются варианты применения прибора.

- Классический эшелле спектрограф.
- Небулярный спектрограф.
- Эшелле спектрополяриметр.
- Кросс-корреляционный измеритель лучевой скорости.
- Спектрометр высокого разрешения.
- Спектрополяриметр высокого разрешения.
- Прецизионный акселерометр.
- Небулярный спектрометр с ИФП.

Таким образом, проектируемый спектрограф будет являться базовым для разработки ряда методов наблюдений, включая и принципиально новые.

МОЖЕТ ЛИ НАША ВСЕЛЕННАЯ БЫТЬ КОНЕЧНОЙ СО СЛОЖНОЙ ТОПОЛОГИЕЙ?

В самом начале 2003 г. появились первые данные наблюдений реликтового фона, выполненные на космическом зонде WMAP (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe). Впервые множество космологических параметров были измерены с необычайно высокой точностью. За несколько месяцев первые, самые важные результаты и предсказания были сделаны. В это же время обнаружилось несколько проблем, оставшихся необъясненными.

Одна из этих проблем — очень низкие амплитуды двух низших мультиполей (сферических гармоник) реликтового фона: квадруполь и октуполь. Одним из возможных объяснений данного факта может быть сложная топология нашей Вселенной, отличная от бесконечного пространства или трехмерной гиперболы. Одна из моделей очень хорошо воспроизводит наблюдаемые свойства спектра микроволнового космического фона.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ВНЕФОКАЛЬНОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ СОЛНЦА ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ОРИЕНТАЦИИ СПУТНИКОВОЙ АНТЕННЫ

Одним из идентификационных признаков геостационарного спутника, который может быть использован при анализе его кривой блеска, является проявление внефокального изображения Солнца от параболической или сферической антенны. Неоднократные наблюдения этого явления позволяют определить ориентацию антенны, а если ориентация — в пределах направлений на земной шар, то и географические координаты пункта. Выведена формула для определения углового размера внефокального изображения с учетом оптических aberrаций по двум наблюдениям кривой блеска. Составлены программы на языке Турбо-Паскаль для определения моментов начала и конца действия внефокального изображения по его величине и программа для решения обратной задачи.

ОЦЕНКА ПАРАМЕТРОВ СГУСТКОВ ГАЗА В G345.01+1.79 ПО ЛИНИЯМ МЕТАНОЛА

Исследование молекулярного облака G345.01+1.79 представляет большой интерес при изучении процессов звездообразования и теории формирования мазеров. Профили линий метанола в направлении на южный источник мазерного излучения метанола в молекулярном облаке G345.01+1.79 имеют протяженное синее крыло. Примечательно, что это крыло совпадает по скорости с мазерными компонентами линий метанола и гидроксила. Возможно, что излучение в протяженном синем крыле исходит из района взаимодействия молодого звездного объекта с окружающим веществом молекулярного облака и возникает в том же районе формирования мазеров.

Для анализа были выбраны 8 линий метанола с четко выделяющимся на уровне шума крылом. Получены хорошие приближения их профилей парой гауссиан в предположении, что возбужденное вещество имеет лучевую скорость -16 км/с и дисперсию скоростей 5 км/с, а вещество основного облака — -13 км/с и 2 км/с соответственно.

По интенсивностям переходов, взятым из приближения, проведена оценка физических параметров описанных объектов с использованием моделирования методом LVG. Получены следующие параметры для предполагаемого района взаимодействия: кинетическая температура 60 К, удельная лучевая концентрация $10^{8.75}$ см⁻³с, плотность водорода $10^{5.125}$ см⁻³, относительное содержание метанола 10^{-7} , фактор заполнения 44 %. Для основного вещества молекулярного облака получились более низкие кинетическая температура 40 К и относительное содержание метанола $10^{-8.5}$, больший фактор заполнения 67 % и близкие значения лучевой концентрации 10^9 см⁻³с и плотности водорода $10^{5.625}$ см⁻³. Таким образом, синее крыло вполне может соответствовать излучению района взаимодействия между звездным объектом и молекулярным облаком.

Исследование природы объектов в облаке G345.01+1.79 планируется продолжить на радиоинтерферометре АТСА в Австралии.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 03-02-16433.

Из истории науки

Т. И. Левитская

Уральский государственный университет

БРЕДИХИН — СОЗДАТЕЛЬ ТЕОРИИ КОМЕТНЫХ ФОРМ

Деятельность Федора Александровича Бредихина (1831–1904) пришлась на вторую половину XIX в. Современники и ученики отмечали в своих воспоминаниях его человеческое обаяние и огромный авторитет. Блестящие научные труды принесли ему всемирную известность еще при жизни. Он внес значительный вклад в разработку теории кометных форм и происхождения метеоров, расширил сферу деятельности отечественных обсерваторий, уделил большое внимание поискам и воспитанию молодых астрономических кадров. Бредихин вошел в историю русской астрономии и как директор Московской и Пулковской обсерваторий. Он внес новую струю в деятельность Пулковской обсерватории, стараясь искоренить преклонение перед иностранной наукой, заложил основы нового астрофизического направления исследовательских работ.

Родился Бредихин 26 ноября (8 декабря) 1831 г. в городе Николаеве. Его отец, Александр Федорович, был офицером Черноморского флота и в Русско-турецкой войне 1827–1829 гг. участвовал во взятии крепостей Тульчи и Силистрии. Мать, Антонина Ивановна, была сестрой адмирала Рогоули, второго коменданта Севастополя во время его героической обороны в 1854–1855 гг. Почти все дяди Бредихина по отцу и по матери были моряками, поэтому по семейной традиции и его готовили к морской карьере. Детство Бредихина проходило под Херсоном, в Солонихе, степном имении отца. Выдающийся педагог З. С. Соколовский, бывший директор Херсонской гимназии, занимался его воспитанием и сумел привить ему интерес к естественным наукам и математике. Уже в юношеские годы у Бредихина сформировался открытый, прямой характер и умение преодолевать трудности. В 1845 г. его отдали в закрытый пансионат при Ришельевском лицее в Одессе. В 1849 г. он становится студентом лицея, в котором профилирующими были физикоматематические дисциплины. В

1851 г. Бредихин поступает на первый курс физико-математического факультета Московского университета, с которым потом была связана вся его дальнейшая судьба. В годы учебы в университете Бредихина больше всего интересовала физика, и лишь по счастливой случайности на последнем курсе он увлекся астрономией. Профессор университета А. Н. Драшусов привлек его к наблюдениям на астрономической обсерватории, и эта работа определила его дальнейшее призвание. В 1855 г. Бредихин окончил университет и в 1860 г. женился на Анне Дмитриевне Болоховской, «которая, — как пишет в своих воспоминаниях И. К. Штернберг, — вся себя посвятила на заботу о любимом человеке. Она была всегда его утешительницей во всех его разочарованиях, неприятностях, охраняла его покой, с чисто материнским чувством заботилась об его удобствах».

В 1862 г. Бредихин защитил магистерскую диссертацию «О хвостах комет», а в 1865 г. за диссертацию «Возмущения комет, независимые от планетных притяжений» получил степень доктора астрономии. , 1859–1866 гг. Бредихин жил на Московской обсерватории и активно занимался наблюдениями. В этот период из обсерватории ушел А. Н. Драшусов, которого в 1856 г. заменил Б.Я. Швейцер. Новый директор обсерватории Б. ц. Швейцер (1846–1873) учился у Бесселя и работал в Пулковской обсерватории. Несколько лет Бредихин и Швейцер работали вдвоем, хотя это были совершенно разные люди. Швейцер, по воспоминаниям В. К. Цераского, был «отличный практик, педант, рутинер и не мягок характером», кроме того, он плохо говорил по-русски, не мог читать лекции и занимался со студентами только наблюдениями. Бредихин в 1857 г. был назначен исполняющим обязанности адъюнкта по кафедре астрономии. Свою преподавательскую деятельность он начал с осени 1858 г., когда приступил к чтению так называемого предварительного курса астрономии: «В это время, — пишет С. К. Костинский, — он является блестящим молодым профессором и выдающимся красноречивым лектором-популяризатором: его университетские лекции, и тогда, и позднее привлекали массу студентов, а на его публичные лекции съезжалась вся Москва...» Вот как описывает впечатление от лекции Бредихина, прочитанной им в середине 80-х гг., один из его слушателей: «Я так ясно вижу переполненную публикой обширную аудиторию Политехнического музея, точно все это происходило только вчера. Публика разношерстная. Целое море волнующихся голов преимущественно учащейся молодежи, среди которой попадаются и почтенные старцы, и солидные дамы, и даже блестящие

военные. Уже 8 часов вечера. Сейчас начнется интересная лекция. Взоры всех обращены на обтянутый полотном экран и на эстраду, где с минуты на минуту должен появиться популярный лектор, имя которого успело прогреметь не только в России, но и за границей... Помню, лекция Бредихина произвела на меня очень сильное впечатление. Этот небольшого роста человек, крайне подвижный и нервный, с острым, насквозь пронизывающим взглядом зеленовато-серых глаз, как-то сразу наэлектризовал слушателя, приковывал к себе все его внимание. Чарующий лекторский талант так и бил из него ключом, то рассыпаясь блестками сверкающего остроумия, то захватывая нежной лирикой, то увлекая красотой поэтических метафор и сравнений, то, наконец, поражая мощной логикой и бездонной глубиной научной эрудиции...»

В обсерватории Бредихин на меридианном круге определял положения звезд до 8-й величины к северу от небесного меридиана, а Швейцер успешно занимался поисками комет. С 1847 г. им было найдено 11 новых комет, четыре из которых были открыты им и получили его имя (1847 IV, 1849 III, 1853 II, 1855 I). Кометы 1853 и 1855 гг. появились в студенческие годы Бредихина и он был в курсе их открытий Швейцером. «Всякое открытие, — писал В. К. Цераский в отчете Московского университета в январе 1905 г., — производит всегда значительное впечатление, особенно на непосредственных участников или свидетелей, и я полагаю, что именно эти открытия Б. ц. Швейцера навели Бредихина на ту область науки, где он впоследствии пожал такие обильные плоды». Надо заметить, что 60-е гг. XIX в. были богаты появлениями ярких комет и метеорных дождей, которые наблюдал Бредихин. Это были знаменитая комета 1858 IV Донати, яркие кометы 1861 II и 1862 III, метеорные потоки Леонид в 1866 и 1867 гг., когда была открыта связь между кометами и падающими звездами. Начиная с 1858 г., когда на небе блистала яркая комета Донати, Бредихин приступил к изучению и критическому осмысливанию существующих теорий образования кометных хвостов и в дальнейшем усовершенствовал теорию Бесселя, описывающую движение кометного вещества только в близкой к ядру области — голове кометы. Бредихин создал первую, полную для того времени «механическую теорию кометных форм», вывел более точные формулы, представляющие движение кометного вещества даже в самых протяженных хвостах. Классификация кометных форм была разработана Бредихиным к 1884 г., а окончательно определилась к 1903 г. Согласно его теории кометные хвосты делятся на три

основных типа. В узких прямых хвостах первого типа отталкивательные силы должны превышать силу притяжения более чем в 10 раз; в более широких и изогнутых хвостах второго и третьего типов отношения указанных сил взаимодействия находятся соответственно в следующих пределах — от 0.6 до 2.5 и от 0.1 до 0.3. В 1884 г. Бредихин выделил и четвертый тип кометных хвостов (аномальный), который направлен к Солнцу и состоит, по его мнению, из крупных твердых частиц. В этих хвостах отталкивательные силы несущественны и подчиняются они только силе тяготения. В начале 1900-х гг. русский физик П. Н. Лебедев (1866–1912) экспериментально доказал существование силы давления света на твердые тела, а затем на газы, объяснив таким образом физическую природу одной из отталкивательных сил, оказавшейся силой давления солнечного света на кометную пыль и газ. В 50-х гг. XX в. стала известна другая отталкивательная сила — сила давления солнечного ветра, действующая на плазменные хвосты комет.

Бредихин приобрел мировую славу и в области метеорной астрономии; он развил, углубил, усовершенствовал и обобщил теорию Скиапарелли об образовании метеорных потоков в результате распада ядер комет под действием возмущений от больших планет. Ему принадлежит также идея о наличии металлов в ядрах комет, и он первым в мире открыл натрий в их спектрах. Предложенная им классификация типов кометных хвостов в общем виде сохранилась до настоящего времени. В любом учебнике по астрономии можно встретить имя Бредихина, когда речь идет о типах кометных хвостов. В конце XX в., когда небо украшали кометы Хиакутаки и Хейла–Боппа, любители астрономии, студенты, научные сотрудники часто упоминали Бредихина. Конечно, теория Бредихина претерпела исправления и дополнения в соответствии с современными достижениями кометной астрономии, но механическая основа его теории и по сей день осталась незыблемой.

Бредихин уделял большое внимание работе с молодежью, формированию научной школы. Один из его учеников, А. А. Белопольский (1854–1934), в «Известиях Академии Наук» в сентябре 1904 г. отмечал: «Федор Александрович всегда любил молодежь, и всегда она его окружала до самой смерти. От него исходила школа молодых астрономов. Он прямо очаровывал своих учеников своею личностью, своим остроумием, веселой и живой беседой, тонкой наблюдательностью и необыкновенной простотой обращения: в беседе с ним забывалось его высокое научное и общественное положение. Я до сих пор

вспоминаю о времени моего пребывания в Москве, в его обществе, в его семье, как о времени, самом отрадном в моей жизни. Там впервые после университета я понял, что значит труд, одухотворенный идеей, труд упорный, систематический. Там я впервые узнал, что такое научный интерес. Ф. А. заражал своей научной деятельностью, своим примером, и это была истинная школа, истинный университет для начинающего. За что бы он ни брался, во всем проявлялась в высшей степени богато одаренная натура: он являлся то художником — при рисовании подробностей поверхности Солнца и планет, то механиком — при сборке инструментов, то инженером — при сооружении помещений для инструментов, то образцовым вычислителем: Ф. А. всегда сам проделывал все многочисленные и кропотливые вычисления, относящиеся к его исследованиям, и никто из сотрудников не мог конкурировать с ним в быстроте и безошибочности вычислений».

В августе 1889 г. Пулковская обсерватория отмечала пятидесятилетний юбилей со дня открытия. Было много поздравлений, приветственных речей по случаю юбилея этого знаменитого астрономического учреждения. Действительно, Пулковская обсерватория к этому времени стала признанной астрометрической столицей по точности абсолютных определений координат звезд, составлению каталогов положений и продуманной организации фундаментальных наблюдений. Возглавлял ее О. В. Струве, сын знаменитого основателя и первого директора обсерватории В. ц. Струве (1793–1864). Наряду с мировыми достижениями Пулковской обсерватории в научной области ее деятельность в целом, однако, не отвечала задачам, которые стояли перед главной астрономической обсерваторией России. На протяжении всей полувековой истории обсерватории проявлялась и усиливалась тенденция к ее обособлению, оторванности от русских университетов. Научные кадры подбирались из иностранцев — немцев и шведов, разговорным и деловым языком в обсерватории был немецкий. Высшей астрономической школой для молодых русских ученых Пулковская обсерватория, как ей полагалось быть по уставу, она не стала. Это привело к открытым протестам со стороны научной общественности. До 1888 г. в составе обсерватории не было ни одного русского астронома. Попытку улучшить кадровую обстановку предпринял сам О. В. Струве, пригласив в начале 1888 г. на должность адъюнкт-астронома А. А. Белопольского, а позднее был назначен сверхштатным астрономом М. Н. Морин. В 1889 г. О. В. Струве подал прошение об отставке и покинул директорский пост. Возник

вопрос о замещении его достойным представителем русской астрономической науки. В то время единственным кандидатом мог быть Ф. А.Бредихин, которому через О. В.Струве было сделано предложение баллотироваться в ординарные академики. На эту просьбу со стороны Ф. А.Бредихина последовал отказ, однако после повторных и настойчивых предложений ему стало ясно, что он обязан пожертвовать своими личными интересами и выполнить свой патриотический долг, внести новую струю в деятельность обсерватории.

В 1890 г. Ф. А.Бредихин был избран членом Петербургской Академии наук и назначен директором Пулковской обсерватории. Трудно, неохотно он расставался с Московской обсерваторией, директором которой был с 1873 г. на протяжении 17 лет, и с университетом, понимая, что на новой работе у него будет много административных обязанностей. Возглавив Пулковскую обсерваторию, Бредихин открыл ее двери питомцам российских университетов, одни из которых потом стали ее сотрудниками, а другие проходили практику. Вновь принятые астрономы приступили к наблюдениям на больших инструментах сначала под руководством старых опытных наблюдателей, а затем самостоятельно, что вызвало у молодежи прилив энтузиазма. Бредихин добился значительного улучшения материального положения сверхштатных астрономов. Благодаря его усилиям некоторые обсерватории смогли существенно улучшить свое оборудование. Одесская обсерватория получила инструменты для спектральных и фотографических наблюдений, был приобретен астрограф для Ташкентской обсерватории (такой же был приобретен в 1893 г. и для Пулковской обсерватории). В период директорства Бредихина были начаты наблюдения 1100 звезд (не ярче 5-й и не слабее 7-й) нового фундаментального каталога Пулковской обсерватории для равноденствия 1900.0.

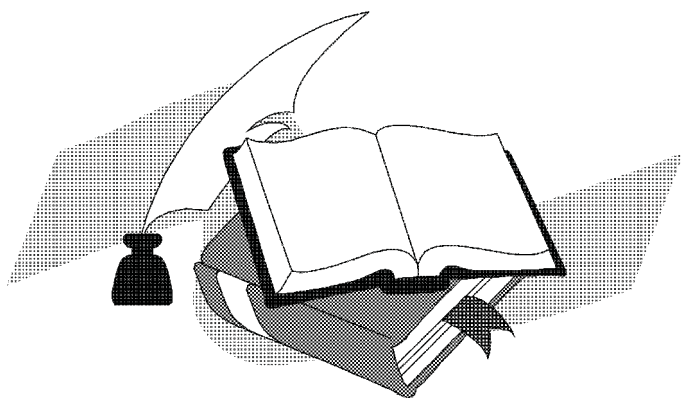
Годы управления Бредихиным Пулковской обсерваторией ознаменовались также широким развитием астрофизики. Были организованы систематические наблюдения солнечных протуберанцев с помощью спектроскопа, заказан спектрограф для получения звездных спектров на 30-дюймовом рефракторе. Благодаря энергии А. А. Белопольского и его помощников астрофизические работы приобрели большой размах. Исследования спектрально-двойных и переменных звезд, новой звезды в созвездии Возничего публиковались и обратили на себя внимание во всем мире. В Пулкове сам Бредихин уже не

наблюдал. По состоянию здоровья он покинул пост директора обсерватории 1 февраля 1895 г. и занимался теоретическими исследованиями в области кометных явлений и метеорных потоков, строением солнечной короны.

Федор Александрович являлся одним из выдающихся представителей российской науки. Он верил в беспредельность человеческого познания. 29 декабря 1893 г. Бредихиным была прочитана на публичном заседании Академии Наук замечательная речь «О физических переменах в небесных телах», в которой он сказал: «В необъятной Вселенной безмерно долгое время будут возникать для нас один за другим новые и нерешенные вопросы, и таким образом перед человеком лежит уходящий в бесконечность путь научного труда, умственной жизни с ее тревогами и наслаждениями». И в следующей проникновенной фразе звучит его оптимизм, его преданность науке: «Кому удавалось в жизни — после трудов, усилий и сомнений — угадать, найти хоть малую крупицу общей истины — в науке или в искусстве, — тот помнит, какие светлые минуты переживал он. Не тогда ли он жил вполне лучшей частью своего существа?»

Бредихин умер 14 мая 1904 г., не дожив шесть лет до прохождения кометой Галлея перигелия в 1910 г. Астрономы ждали возвращения кометы Галлея, вооруженные теорией кометных форм, оригинальными идеями Бредихина о происхождении комет. Заслуга Бредихина в этой области человеческих знаний огромна. Каждый раз, когда из бездонной глубины звездного свода спускается к нам небесная странница, огромный круг людей повторяет имя Бредихина. В мае 2004 г. исполнится сто лет со дня смерти Ф. А. Бредихина, прославленного астронома и одного из замечательнейших ученых своего времени. По мнению П. К. Штернберга (1865—1920), ученика Бредихина, «он был одним из тех людей, которые, по-видимому, предназначены показать возможную меру интеллектуальных сил человека».

Литературные страницы



ЗА ВЕДОМО

Иди вперед — не оглядывайся!
К прошедшему — не привязывайся.
Что ждет впереди — неведомо,
Но надо идти — заведомо.

Недугу скажи — не время. Да
Болезнь — это роскошь, не для меня.
В Пути я вечном — идемте, друзья!
Болячки отстанут, нам медлить нельзя.

Мы новый день с чистым взором начнем.
В Пути новый опыт приобретем.
Что было вчера — свой отжило век.
Оно нас меняло — но «груза» нет.

Не тянет назад, не держит — нет.
Вперед к светлой цели — таков завет.
Меняемся мы — меняется Мир
В единстве общем вперед летим.

Иди вперед — не оглядывайся!
К прошедшему — не привязывайся.
Что ждет впереди — неведомо,
Но надо идти — за ведомо.

4.01.04.

СОЛЬ ДОРОГ

Дороги... Я исходил их немало и знаю, что шагать по прямой либо выющейся змейкой дороге достаточно легко и зачастую даже приятно. Но слово «дороги» неявно подразумевает и слово «перекрестки». А на каждом перекрестке подстерегает проблема выбора. Вот об этом выборе дорог я и хотел написать...

Конечно же, слово «дороги» не следует понимать буквально. Иногда, чтобы, сидя в уютном кресле, поставить свою подпись на бумаге, требуется больше мужества, чем для восхождения на ледник. И безусловно, проблема выбора чаще встает перед молодыми. Им в первую очередь я и адресую этот сборник.

УЧИТЕЛЮ

Не грусти, седовласый учитель,
Что никто не остался с тобой,
Новой жизненной дроби числитель
Вновь подводится жирной чертой.

Эта дробь — к.п.д. обучения, —
Единицей не может быть,
Чтоб опека не стала мученьем,
Им пора от тебя уходить.

Оперились птенцы, улетели,
На могучее встали крыло
И летят к своей жизненной цели,
Пожелай, чтобы им повезло...

Не грусти, снова будут другие,
Желторотые малыши,
Неразумные, дерзко прямые,
Станут частью твоей души.

И тебе, мой наставник милый,
Я могу лишь одно пожелать —
Чтоб кусочков души хватило
Поколений еще на пять...

01.10.02 г.

ЧЕМУ УЧУ Я МОЛОДЕЖЬ?

Чему учу я молодежь?
Не бегать от своей судьбы —
Минуту страха не сотрешь,
Не скроешь трусости следы.

Врага встречать лицом к лицу,
А не показывая спину,
В глаза раскрасить подлецу
Всей низости его картину.

Не ждать подарков от судьбы,
А добывать свой хлеб работой,
Чураться мелочной вражды
И женщин окружать заботой.

Внимать с почтением старикам
И мудрость отмечать почетом,
Быть равнодушными к деньгам
И потерпимей к недочетам.

Жениться раз — и навсегда,
Быть верными своим любимым,
Не прожигать свои года,
Гордиться дочкою и сыном.

Я их учу; насколько успешно
Я не возьмусь судить, пока,
Вращая жернова свои неспешно,
Их прочность не проверила судьба...

29.09.02 г.

КТО ТЫ?

Никто не родится с клеймом —
Рождаются дети людьми, —
Клеймо приходит потом,
Вместе с амбициями...

Когда добрейший пацан
Решив, что он добрый солдат,
Начнет начищать наган
И вдовыми делать девчат...

Когда святой человек,
Поверив, что он судия,
Решит украсить свой век
Широким замахом копыя.

Тогда даже боги на небе
(В которых можно не верить),
Не смогут тебе в полной мере
Дать способ себя проверить.

И остается одно —
Прежде, чем что-то решать,
Трижды подумай: КОГО
Тебе из себя ваять!

25.09.2002 г.

ТОТ НЕ...

Тот не моряк, кто не ходил в волну на веслах,
Кто челюсти упрямо не сжимал
До скрежета зубов, до боли в деснах
Когда накатывал девятый вал.

Тот не солдат, кто малою лопаткой
Под пулями окопы не копал,
Не спал в мороз, укрывшись плащ-палаткой,
Кто не страдал и кто не голодал.

Тот не учитель, кто родного сына
Не привечал в своих учениках,
Процесс познания превращал в рутину,
Кто мудростью делился впопыхах.

Тот не мужчина, кто себе ни разу
Не отказал ни в чем ради людей,
Кто неудачно сказанную фразу
Использовал к гибели друзей.

Тот не мужчина, кто своей любимой
Напрасные надежды подавал,
А сам тайком с довольной миной
И изменял, и предавал.

Тот не... Мой друг, закончи фразу,
А я б тебе от всей души желал,
Чтоб в зеркале «того кто не» ни разу
Ты никогда нигде не повстречал!

01.10.2002 г.

О СМЫСЛЕ ЖИЗНИ

Где ты, моя ненаглядная,
Бродишь зачем и куда?
Родная, скорей повстречайся мне,
Жизнь без любви — ерунда...

Спорят о смысле жизни
Многие сотни лет,
Только на все эти споры
Есть лишь один ответ.

Чтобы смыслом наполнились
Сонмы ночей и дней
Нужно родить и вырастить
Хотя бы пару детей.

Так, чтоб об этих детях
Через полсотни лет
Сказали: «А их родитель
Был стоящий Человек!»

23.06.2002 г.

О СУДЬБЕ

Быть фаталистом — неприлично,
Так я считаю до сих пор,
Но, тем не менее, привычно
Готовлюсь дать судьбе отпор.

Законы Мерфи, Паркинсона
Судьба блюдет по мере сил;
Спасет от этого икона?
В такое верит лишь дебил!

Судьба — Судьбой, Боги — Богами,
Но Человек превыше всех,
Своими только лишь руками
Кует он собственный успех.

Но чтобы это получилось —
Преодолеть Судьбы расклад, —
Нужно чтоб Воля закалилась
Как славно кованый булат!

25.10.2002 г.

НЕ ЖАЛЕЙ...

Не жалею о том, что не случилось,
Но могло б свершиться, «если б не...»
Не стеной, что у судьбы в немилость
Впал не по своей вине.

Эта жизнь ошибок не прощает,
Совершил — теперь не обессудь...
Трижды прав не тот, кто зря рыдает,
А кто ищет свой дальнейший путь.

Кто, осмыслив прошлые ошибки,
Их уже потом не повторит,
Кто прожить не может без улыбки,
Не впадает в сплин и не хандрит.

Кто умеет, крепко стиснув зубы,
Выдержать очередной удар,
У кого «вода, огонь и трубы»
Не оставят на душе нагар.

Трижды прав живущий настоящим,
Вспоминая с теплым ностальже
Лишь о том свершившемся, вчерашнем,
От чего теплеет на душе...

27.10.2002 г.

СОЛЬ ДОРОГ

Соль дорог серебрит тебе спину,
Проступает над козырьком
Если ты заменил машину
Сапогами и рюкзаком.

Если ты романтик по масти,
Если любишь встречать рассвет,
Не боишься любой напасти,
Без дорог тебе счастья нет.

Если хочешь побольше увидеть,
Пыль дорог нужно мерять пешком,
Не страшиться себя обидеть
Мошкаррой или комаром.

Если знаешь вкус слова «Победа»,
Без походов в душе кавардак,
Не читай ты этого бреда,
А скорей собирай рюкзак!

30.09.2002 г.

ПОСВЯЩЕНИЯ

КОУРОВКЕ

Коуровка — не только школа,
Не только лекций череда,
Она бодрит нас, словно кола,
Как странника в песках — вода.

Припав к источнику в пустыне,
Не оторвется человек,
Коль ты в Коуровке, отныне
Ты посвятишь ей весь свой век.

Ведь только здесь равны в общении
Студент, профессор, аспирант,
Оценят здесь твои свершенья,
Твой тяжкий труд и твой талант.

Здесь до утра не смолкнут песни,
Веселый смех, гитары звон,
И наш Холшевников кудесник
Взойдет на капитанский трон.

Звезда по имени Полина
Украсит школьный небосклон,
Тебя согреет, словно сына,
И расцветет в душе бутон.

Здесь можно быть сентиментальным,
Веселым, пьяным и шальным,
И в одночасье, моментально,
В душе стать снова молодым.

Тебя поймут и не осудят,
Друзья поддержат в трудный час,
Воспоминания разбудит
Сияние прекрасных глаз.

Здесь можно запросто влюбиться,
Романтики хлебнув хмельной,
А можно временно забыться,
Душевный обрета покой...

Но после шумного веселья
Наступит расставанья час,
И тишь вагонного безделья
Ненадолго расслабит нас.

А по приезде — за работу,
Чтоб реализовать скорей
К ежефевральскому отчету
Весь спектр Коуровских идей!

30.09.2002 г.

ОТЦУ

На ржавой проволоке звонко
Залился трелью соловей,
Разбитая осина тонко
Поет обломками ветвей,
В воронке, выбитой снарядом,
Сочится бурая вода,
От украинской хаты рядом
Осталась лишь труба одна...
И над окопом черной гарью
Подбитый транспортер чадит,
Боец с раскрытой тетрадью
Перед землянкою сидит.
Бежит огрызок карандашный
По полинявшему листу,
И от войны солдат уставший
Поэму пишет про весну
И про родимую сторонку,
Что далеко сейчас вдали,
И про знакомую девчонку,
О том, что вишни зацвели...
И только выпедший из боя,
Солдат, забыв про беды все,
Задумчиво глядит на поле,
Поэму пишет о Весне...

21.04.1978 г.

ВМЕСТЕ С ВЕКОМ

Я плыву по реке
В ненадежной, разохшейся лодке,
Прибывает вода, надвигается ночь...
Все, кто плыли со мной в тесной дружеской сплотке,
Расцепляя борта, незаметно уносятся прочь.

Я плыву по реке,
И бездонное звездное небо
Равнодушно глядит на усилия весел моих,
Тает след за кормой... — Я как будто не жил,
Не страдал, не надеялся, не был...
Не звучал по весне над широкой водою мой стих.

Тает след за кормой...
Но, другими плывя берегами,
Я и сам стал другим, и другими глазами смотрю,
И беседы веду с незнакомыми прежде богами,
И с ветрами пустынь на чужом языке говорю...

Может, в этом и есть
Тайный умысел всех превращений:
Набегающих лет крутогорбые волны дробя,
В непрерывный поток этих всеуносящих течений
Вместе с веком вписать, как живую частичку, — себя?!

Список участников

ФИО	Организация	e-mail
Аввакумова Е. А.	УрГУ	e.snegireva@mail.ru
Авдеев В. Ю.	МГУ	
Авдюшев В. А.	НИИ ПММ ТГУ	
Алексеев И. Ю.	КрАО	ilya@crao.crimea.ua
Алексейчук Р. А.	ВолГУ	investigation@list.ru
Алиев А. Н.	СГУ	
Амбарцумян А. Р.	МГУ	evol7@sai.msu.ru
Ахмадинурова А. М.	УрГУ	aleksandra_ah@mail.ru
Балуев Р. В.	СПбГУ	m01brv@star.math.spbu.ru
Баньщикова М. А.	ТГУ	mba@mail2000.ru
Барсунова О. Ю.	СПбГУ	sara@gong.astro.spbu.ru
Березина Е. С.	КГУ	kopuchonok@yandex.ru
Бессмертный И. С.	СПбГУ	astro_bis@rambler.ru
Бондаренко И. И.	УрГПУ	
Быков О. П.	Пулковская РАН	АО
Васюнин А. И.	УрГУ	vasyunin@mail.ru
Вибе Д. З.	ИНАСАН	dwiebe@inasan.ru
Видьмаченко А. П.	ГАО НАНУ	
Воронков М. А.	АКЦ ФИАН	Maxim.Voronkov@csiro.au
Герасименко Т. П.	АО УрГУ	Tatyana.Gerasimenko@usu.ru
Горда С. Ю.	АО УрГУ	Stanislav.Gorda@usu.ru
Гринин В. П.	КРАО	

ФИО	Организация	e-mail
Давыденко А. А.	СПбГУ	sancho@swnet.sp.ru
Дремова Г. Н.	РФЯЦ-ВНИИТФ	g.n.dryomova@mail.ru
Дубрович В. К.	СПб отделение CAO РАН	
Дудоров А. Е.	ЧелГУ	dudorov@csu.ru
Емельянов Э. В.	СГУ	
Еремин М. А.	ВолГУ	
Ермакова Т. П.		
Ерохин М. А.	ЧелГУ	
Железнов Н. Б.	ИПА РАН	znb@quasar.ipa.nw.ru
Жилкин А. Г.	ЧелГУ	erokhin@csu.ru
Жилкина Н. Ю.	ЧелГУ	
Захаров А. И.	ГАИШ	zakh@sai.msu.ru
Захарова П. Е.	АО УрГУ	Polina.Zakharova@usu.ru
Зинченко И. И.	ИПФ РАН	zin@appl.sci-nnov.ru
Зобачева Т. С.	УрГУ	zobacheva@r66.ru
Калинин А. А.	АО УрГУ	Aleksandr.Kalinin@usu.ru
Калинина Н. Д.	АО УрГУ	Nataliya.Kalinina@usu.ru
Кайгородов П. В.	ИНАСАН	pasha@inasan.rssi.ru
Касьянова М. В.	РГУ	rgyaf@yandex.ru
Кильпио А. А.	ИНАСАН	
Киричек Е. А.	КалмГУ	
Кирсанова М. С.	УрГУ	alt@pervouralsk.ru
Клочкова В. Г.	CAO РАН	
Коваленко И. Г.	ВолГУ	igk@vlink.ru
Кожевников В. П.	АО УрГУ	Valerij.Kozhevnikov@usu.ru
Кожевникова А. В.	УрГУ	kozhevnikova-a@yandex.ru
Кононов Д. А.	УрГУ	mityateacher@yandex.ru
Королев В. В.	ВолГУ	
Костина М. В.	НИАИ СПбГУ	maria@astro.spbu.ru
Кочеров А. В.	ЧелГУ	
Kruegel E.	MPiFR	p309ekr@mpifr-bonn.mpg.de
Кузнецов Э. Д.	УрГУ	Eduard.Kuznetsov@usu.ru
Кузьмин Н. М.	ВолГУ	
Курзаев Д. А.	МГУ	dimka@sai.msu.ru
Левитская Т. И.	УрГУ	Tatyana.Levitskaya@usu.ru
Лямова Г. В.	АО УрГУ	

ФИО	Организация	e-mail
Магуськин Б. Ф.	УрГУ	
Мальшева Л. К.	АО УрГУ	Lidia.Malysheva@usu.ru
Маслов И. А.	ИКИ РАН	
Меркулова О. А.	СПбГУ	lyulchik@mail.ru
Мингалиев М. Г.	САО РАН	
Минц А. А.	СПбГУ	
Миронов А. В.	ГАИШ	almir@sai.msu.ru
Михальчук Н. М.	ГАО НАНУ	mykhalchuk@univ.kiev.ua
Моисеев А. В.	СПбГУ	alex@astro.spbu.ru
Моисеенко С.	ИКИ РАН	
Мороженко А. В.	ГАО НАНУ	
Мусцовой В. В.	ВолГУ	
Николаев Ф. Н.	МГУ	ffedor@sai.msu.ru
Орлов В. В.	СПбГУ	vor@astro.spbu.ru
Орлов С. А.	НИАИ СПбГУ	s_orl@mail.ru
Осина А. С.	КГУ	anitastar@mail.ru
Островский А. Б.	УрГУ	Andrei.Ostrovskii@usu.ru
Павлюченков Я. Н.	ИНАСАН	pavyar@inasan.ru
Панков И. А.	УрГУ	ivanpankov@hotmail.com
Панкратова Н. В.	УрГУ	silver-star@yandex.ru
Панчук В. Е.	САО РАН	panchuk@sao.ru
Перевозкина Е. Л.	УрГПУ	
Петрова А. В.	СПбГУ	
Пешеходько Н. В.	ВолГУ	
Пискунов Н. Е.	Uppsala Observatory	piskunov@astro.uu.se
Подорванюк Н. Ю.	МГУ	nicola@sai.msu.ru
Поляков А. М.	УрГУ	coi@bk.ru
Прохоров М. Е.	ГАИШ	mike@sai.msu.ru
Распопова Н. В.	СПбГУ	natalya_rasp@mail.ru
Расторгуева Е. А.	МГУ	lpcroc@sai.msu.ru
Ромашин Г. С.	АО УрГУ	georgij.romashin@usu.ru
Рубинов А. В.	СПбГУ	rav@astro.spbu.ru
Рябчикова Т. А.	ИНАСАН	

ФИО	Организация	e-mail
Салий С. В.	АО УрГУ	Svetlana.Salii@usu.ru
Свечников М. А.	УрГУ	Marij.Svechnikov@usu.ru
Севостьянов А. В.	ВолГУ	
Семенов Д. А.	Астрофизический институт, Университет Фридриха Шиллера, Германия	
Сергеев С. Г.	КРАО	
Сидорова А. В.	ВолГУ	sav@vistcom.ru
Соболев А. М.	УрГУ	Andrej.Sobolev@usu.ru
Соловьев А. А.	Пулковская АО РАН	
Сытов А. Ю.	ЧелГУ	
Тараканов П. А.	СПбГУ	peter@astro.spbu.ru
Тимошкина Н. В.	КГУ	timoshkinan@mail.ru
Титов Д. Л.	УрГУ	
Тихонов В. А.	МГУ	
Толмачев А. М.	ПРАО ФИАН	tolmach@prao.psn.ru
Толстых Ю. В.	НИИФ СПбГУ	bholes@geo.phys.spbu.ru
Троицкий Н. Р.	ННГУ	Troitsky@appl.scy-nnov.ru
Тутуков А. В.	ИНАСАН	
Тучин М. С.	МГУ	wizard@sai.msu.ru
Угольников О. С.	ИКИ РАН	ugol@tanatos.asc.rssi.ru
Уральская В. С.	ГАИШ	ural@sai.msu.ru
Хачай Ю. В.	Институт геофизики УрО РАН	
Харьюнпяя П.	Университет Хельсинки, Финляндия	
Хенкель К.	MPIfR, Германия	
Холшевников К. В.	СПбГУ	kvk@astro.spbu.ru
Храпов С. С.	ВолГУ	

ФИО	Организация	e-mail
Чачина Т. С.	УрГУ	cassiopeia_tanya@mail.ru
Шагинян А. С.	РГУ	shaginyan@hotmail.com
Патский Н. И.	МГУ	
Шахворостова Н. Н.	АКЦ ФИАН	nadya_sh@mail.ru
Шейкина А. Н.	ВолГУ	home_inc@mail.ru
Шиманский В. В.	КГУ	
Шраер К.	Астрофизический институт, Университет Фридриха Шиллера, Германия	
Шустов Б. М.	ИНАСАН	bshustov@inasan.ru
Эллингсен С. П.	Университет Тасмании, Австралия	
Юшкин М. В.	САО РАН	
Якопов М. В.	ТРТУ	

Содержание

Программа конференции	5
Обзорные лекции	17
Алексеев И. Ю. Активность солнечного типа поздних звезд	17
Быков О. П. Космический мусор: проблемы и пути их решения	29
Вибе Д. З. Поляриметрия пыли	30
Воронков М. А. Радиоизображения высокого качества и интерферометры будущего	43
Железнов Н. Б. Астероидно-кометная опасность: современное состояние проблемы	56
Жилкин А. Г., Дудоров А. Е., Жилкина Н. Ю. Волны разрежения в коллапсирующих протозвездных облаках	73
Зинченко И. И. Излучение межзвездной пыли	86
Коваленко И. Г. Гидродинамика многофазной межзвездной среды	98
Миронов А. В. Будущие космические эксперименты и перспективы развития звездной астрономии	107
Мусцовой В. В., Храпов С. С., Кузьмин Н. М., Севостьянов А. В. Аккреционно-струйные системы: история, результаты, перспективы	119
Минц А. А., Орлов В. В., Петрова А. В., Рубинов А. В. Динамика звездных скоплений	134
Панчук В. Е. Аппаратура телескопов умеренных диаметров	149
Прохоров М. Е. Может ли наша Вселенная быть конечной со сложной топологией?	159
Рябчикова Т. А. Пульсирующие магнитные пекулярные звезды	175
Соболев А. М. Явление космических мазеров	186
Соловьев А. А. Новая теория солнечного магнитного цикла	187
Тараканов П. А. Крупномасштабная структура распределения вещества во Вселенной	188
Уральская В. С. Современные знания о строении и составе Солнечной системы	201
Холшевников К. В. Простейшая форма представления градиента гравитационного потенциала небесных тел .	222
Шустов Б. М. Большие оптические телескопы будущего .	231

Kruegel E. Optical Properties of Interstellar Dust	232
Piskunov N. E. Modern astronomical spectroscopy	232
Тезисы студенческих докладов	233
Аввакумова Е. А., Тучин М. С. Создание каталога затменных переменных систем	233
Алексейчук Р. А. Взаимодействие турбулентного потока многофазного межзвездного газа со спиральным рукавом галактики	234
Амбарцумян А. Р. Выбор оптимальных фотометрических полос для определения межзвездного поглощения . . .	235
Балуев Р. В. Расстояние между невозмущенными орбитами произвольного типа	236
Березина Е. С. Изучение переменной BI Vul	237
Бессмертный И. С. Расстояния между орбитами небесных тел солнечной системы	238
Васюнин А. И., Соболев А. М., Вибе Д. З., Семенов Д. А. О влиянии неточностей скоростей химических реакций на результаты астрохимического моделирования	239
Касьянова М. В. Моделирование химической эволюции шарового скопления	240
Кирсанова М. С., Вибе Д. З. Особенности химической эволюции дозвездных ядер для различных динамических моделей	241
Кононов Д. А. Отождествление геосинхронных спутников по элементам их орбит	242
Кочеров А. В. Влияние волнового давления на гидростатическое равновесие сферического облака	243
Кузьмин Н. М. Расширяющиеся оболочки в молодых звездных системах: численное моделирование	244
Меркулова О. А. Исследование кандидата в галактики с полярными кольцами методом 1D-спектроскопии . . .	245
Михальчук Н. М., Видьмаченко А. П., Мороженко А. В. Проявление нелинейных эффектов в атмосферах планет гигантов	246
Моисеев А. В. О возможных причинах высокой металличности квазаров	247
Осина А. С. Определение некоторых параметров Луны из визуальных наблюдений	248

Панков И. А., Хачай Ю. В. Вариант построения 3-D тепловой модели земной коры Среднего Предуралья	249
Пешеходько Н. В. Создание компьютерного пакета программ по моделированию распределения объемной плотности в основных компонентах галактик	250
Подорванюк Н. Ю., Авдеев В. Ю. Кинематика нейтрального и ионизованного газа и изучение остатка вспышки сверхновой в неправильной карликовой галактике IC1613	251
Расторгуева Е. А. Связь между поляризационными свойствами блазаров в радио- и оптическом диапазонах	252
Севостьянов А. В. Модельный расчет светимости в инфракрасном диапазоне туманности Mz 3	253
Сытов А. Ю. Численное моделирование астрофизических течений на адаптивных иерархических сетках	254
Тимошкина Н. В. Спектроскопическое и фотометрическое исследование кандидатов в тесные двойные системы	255
Титов Д. Л., Калинин А. А. Фотографическая фотометрия спектров солнечных протуберанцев	256
Троицкий Н. Р. Определение неточности наведения антенны	257
Чачина Т. С., Кузнецов Э. Д. Эволюция элементов орбит Юпитера и Сатурна на космогонических интервалах времени	258
Шагинян А. С. Моделирование покраснения излучения квазара на межгалактической пыли	259
Шейкина А. Н. Особенности вертикальной структуры аккреционных дисков	260
Тезисы кратких сообщений	261
Баньщикова М. А., Авдюшев В. А. Численная теория движения близких спутников Юпитера	261
Барсунова О. Ю., Гринин В. П., Сергеев С. Г. Необычная затменная система КН 15D: дополнительные фотометрические данные	262
Дремова Г. Н., Свечников М. А., Тутуков А. В. Голубые странники как продукт слияния маломассивных разделенных ТДС	263

Дудоров А. Е., Ерохин М. А., Жилкин А. Г., Жилкина Н. Ю. Магнитная газодинамика гравитационного сжатия протозвездных облаков	264
Захаров А. И., Миронов А. В., Николаев Ф. Н. Новый способ поиска переменных звезд	265
Кайгородов П. В. Трехмерное моделирование структуры течения вещества в полуразделенных двойных системах	266
Костина М. В., Тараканов П. А. Моделирование эволюции спектра масс и химического состава межгалактических облаков	267
Кожевникова А. В., Алексеев И. Ю. Особенности пятенной активности затменной переменной CG Cyg . . .	268
Орлов С. А., Холшевников К. В. Уравнения огибающей поверхности семейства траекторий изотропно выброшенных частиц с учетом движения узлов и перигелиев	269
Павлюченков Я. Н., Семенов Д. А., Шраер К. Моделирование протопланетного диска у звезды AB Возничего	270
Распопова Н. В. Оценивание параметров модели балджа Галактики	271
Рубинов А. В. Влияние приливного взаимодействия компонентов на динамическую эволюцию неиерархических кратных звезд	272
Шахворостова Н. Н., Дубрович В. К. Линии поглощения водорода в спектре реликтового излучения	273
Сидорова А. В. Аккреция турбулентного газа с малым угловым моментом на черную дыру	274
Толстых Ю. В. Релятивистское пересоединение сильных магнитных полей	275
Угольников О. С., Маслов И. А. Широкоугольная поляриметрия ночного неба. Измерения свечения атмосферы и зодиакального света	276
Стендовые доклады	277
Алексеев И. Ю., Кожевникова А. В. Вращательная модуляция блеска и пятна на звездах IN Com, IL Com, UX Ari, V711 Tau	277

Ахмадинурова А. М., Зобачева Т. С., Панкратова Н. В., Поляков А. М., Соболев А. М., Толмачев А. М.	
Мониторинг мазерных источников H_2O	278
Бондаренко И. И., Перевозкина Е. Л. Астрономия в реализации национально-регионального компонента . . .	279
Вибе Д. З., Тихонов В. А. Белые карлики, МАСНО и химическая эволюция Галактики	280
Давыденко А. А. Звездные орбиты в задаче Бока	281
Герасименко Т. П. Распределение рассеянных звездных скоплений в окрестностях Солнца	282
Горда С. Ю., Захарова П. Е., Кузнецов Э. Д., Ма- лышева Л. К. Электрофотометрические наблюдения геосинхронных спутников	283
Еремин М. А. Столкновение облаков в межзвездной среде	284
Жилкина Н. Ю., Жилкин А. Г., Дудоров А. Е. МГД волна разрежения в медленно вращающихся коллап- сирующих протозвездных облаках	285
Зобачева Т. С., Соболев А. М., Толмачев А. М., Хен- кель К., Воронков М. А. Высокоскоростные компо- ненты в спектрах водяных мазеров в источнике $\text{W3(H}_2\text{O)}$	286
Калинина Н. Д., Соболев А. М., Салий С. В., Ха- рюшняк П. Каталог спектральных линий в молеку- лярном ядре NGC 6334I(N)	287
Кильпио А. А. Фурье-анализ кривых блеска затменных CVs	288
Киричек Е. А. Теоретическая модель активных долгот на Солнце	289
Королев В. В., Коваленко И. Г. Глобальные регуляр- ности в структуре спиральных узоров галактик: про- явление гидродинамической неустойчивости	290
Кожевников В. П. Обнаружение квазикогерентных коле- баний блеска с периодом 4.7 часа в карликовой новой AT Спс	291
Курзаев Д. А., Шатский Н. И. Спектроскопические ор- биты двойных В-звезд HD 199081 и HD 176318	292
Лямова Г. В. О быстрых поворотах солнечных пятен . . .	293
Магуськин Б. Ф. Второй вариант итерационного способа получения оценок уточненного МНК	294

Островский А. Б., Воронков М. А., Соболев А. М., Эллингсен С. П. Излучение ОМС-1 в линиях метанола $5_1-6_0A^+$ и 5_2-5_1E	295
Панчук В. Е., Алиев А. Н., Клочкова В. Г., Юшкин М. В. Методы определения лучевых скоростей звезд	296
Панчук В. Е., Емельянов Э. В., Юшкин М. В., Якопов М. В. Проект эшелле спектрографа фокуса Кассегрена	297
Прохоров М. Е. Может ли наша Вселенная быть конечной со сложной топологией?	298
Ромашин Г. С. Использование внефокального изображения Солнца для определения ориентации спутниковой антенны	299
Салий С. В., Соболев А. М., Харьонпя П. Оценка параметров сгустков газа в G345.01+1.79 по линиям метанола	300
Из истории науки	301
Левитская Т. И. Бредихин — создатель теории кометных форм	301
Литературные страницы	308
Ермакова Т. П.	309
Мусцовой В. В. Соль дорог	310
Соловьев А. А	322
Список участников	323

Научное издание

Физика Космоса

Труды 33-й Международной
студенческой научной конференции
2–6 февраля 2004 г.

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

Лицензия ИД №05974 от 03.10.2001. Темплан 2004 г., поз. 24. Подписано в печать 23.01.04. Формат 60 × 84 1/16. Бумага для множительных аппаратов. Гарнитура Times. Уч.-изд. л. 20,7. Усл. печ. л. 19,53. Тираж 150 экз. Заказ .

Издательство Уральского университета. 620083, Екатеринбург, пр. Ленина, 51.

Отпечатано в ООО «ИРА УТК». 620219, Екатеринбург, ул. К. Либкнехта, 42.