

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

Достижения в астрономии

Научная сессия Отделения физических наук
Российской академии наук, 27 февраля 2013 г.

PACS numbers: 01.10.Fv

DOI: 10.3367/UFNr.0183.201307d.0741

27 февраля 2013 г. в конференц-зале Физического института им. П.Н. Лебедева Российской академии наук (РАН) состоялась научная сессия Отделения физических наук Российской академии наук "Достижения в астрономии".

Объявленная на web-сайте ОФН РАН www.grad.ac.ru повестка заседания содержала следующие доклады:

1. **Чернин А.Д.** (Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Москва). *Тёмная энергия в ближней Вселенной: HST-данные, нелинейная теория, численные эксперименты.*

2. **Гнедин Ю.Н.** (Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург). *Новый метод исследования сверхмассивных чёрных дыр, основанный на поляризметрических наблюдениях активных ядер галактик.*

3. **Ефремов Ю.Н.** (Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Москва). *Наша Галактика — регулярный спиральный узор и умеренно активное ядро.*

4. **Гильфанов М.Р.** (Институт космических исследований РАН, Москва). *Рентгеновские двойные, звездообразование и проблема предшественников сверхновых Ia.*

5. **Балега Ю.Ю.** (Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, Карачаево-Черкесская Республика). *Ближайшая "фабрика звёзд" в Туманности Ориона.*

6. **Бисикало Д.В.** (Институт астрономии РАН, Москва). *Атмосферы экзопланет-гигантов.*

7. **Кораблёв О.И.** (Институт космических исследований РАН, Москва). *Спектроскопия атмосфер Марса и Венеры: новые методы — новые результаты.*

8. **Ипатов А.В.** (Институт прикладной астрономии РАН, Санкт-Петербург). *Радиоинтерферометр нового поколения для фундаментальных и прикладных исследований.*

Статьи, написанные на основе докладов 1, 2, 4, 7, 8, публикуются ниже.

PACS numbers: 04.50. — h, 12.10.Kt, 95.36. + x, 98.80. — k
DOI: 10.3367/UFNr.0183.201307e.0741

Тёмная энергия в ближней Вселенной: данные телескопа "Хаббл", нелинейная теория, численные эксперименты

А.Д. Чернин

1. Введение

Тёмная энергия — невидимая космическая среда, физическая природа и микроскопическая структура которой неизвестны. О её существовании стало известно 15 лет назад в результате астрономических наблюдений на больших космологических расстояниях, вблизи горизонта мира [1, 2] (Нобелевская премия 2011 года). Эта среда создаёт не тяготение, как все известные ранее формы энергии/массы, а анитяготение. В наблюдаемой Вселенной как целом анитяготение сильнее тяготения. Из-за этого космологическое разбегание галактик происходит с ускорением — что и было зарегистрировано астрономами [1, 2] с помощью космического телескопа "Хаббл" (Hubble Space Telescope — HST) и других крупных инструментов. Было также установлено, что феномен космического анитяготения хорошо описывается общей теорией относительности (ОТО), созданной почти 100 лет назад Эйнштейном [3].

ОТО, если говорить о ней на языке ньютоновской механики, утверждает, что наряду с ньютоновским всемирным тяготением, подчиняющимся закону обратных квадратов,

$$F_N = -\frac{GM}{R^2}, \quad (1)$$

в природе существует всемирное анитяготение с линейной зависимостью силы от расстояния:

$$F_E = \frac{c^2}{3} \Lambda R. \quad (2)$$

А.Д. Чернин. Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Москва, РФ
E-mail: chernin@sai.msu.ru

Здесь G — гравитационная постоянная, Λ — эйнштейновская космологическая постоянная [3]. Силы даны в расчёте на единицу массы частицы, испытывающей их действие, т.е. это ускорения, сообщаемые частице в поле каждой из двух сил. Формула (1) применима, например, к задаче о движении лёгкой ("пробной") частицы в поле тяжёлой сферической массы M , и тогда R — расстояние от частицы до центра этой массы. Эйнштейновская формула (2) описывает силу отталкивания между двумя частицами, находящимися на расстоянии R друг от друга. При положительной космологической постоянной сила (2) имеет знак, противоположный знаку силы (1). Сила (1) создаётся массами самих тел, тогда как сила (2) от масс тел не зависит и создаётся не ими, а невидимой идеально однородной космической средой, заполняющей всё пространство с постоянной плотностью. Эта среда отождествляется с открытой астрономами тёмной энергией. Плотность тёмной энергии ρ_V выражается через космологическую постоянную: $\rho_V = c^2 \Lambda / (8\pi G)$. Космологическая плотность тёмной энергии измерена сейчас [4] с точностью до нескольких процентов: $\rho_V = (0,721 \pm 0,025) \times 10^{29} \text{ г см}^{-3}$. В наблюдаемой Вселенной тёмная энергия доминирует по плотности: на неё приходится 72 % полной энергии/массы мира.

Интерпретация космологической постоянной в духе представления об анигравитирующей среде с постоянной плотностью была предложена Э.Б. Глинером [5] в 1965 г.; в настоящее время она стала общепринятой и лежит в основе современной стандартной космологической модели (Λ CDM-модель, где CDM — аббр. от англ. Cold Dark Matter). Тёмная энергия как макроскопическая среда обладает рядом особых, присущих только ей свойств [5–8]: 1) её плотность положительна, а давление отрицательно, $P_V = -\rho_V c^2$, и равно плотности энергии по абсолютной величине; 2) она создаёт не тяготение, а антитяготение, так как её эффективная гравитирующая плотность отрицательна: $\rho_V^{\text{eff}} = \rho_V + 3P_V/c^2 = -2\rho_V < 0$; 3) она представляет собой вакуум, так как, подобно тривиальному вакууму, не может служить системой отсчёта.

Вскоре после открытия тёмной энергии было выдвинуто предположение о том, что создаваемое ею антитяготение способно проявлять себя не только у края наблюдаемого мира, но и в ближней Вселенной, в окрестностях Млечного Пути [9, 10]. Локальные эффекты тёмной энергии изучаются в Государственном астрономическом институте им. П.К. Штернберга (ГАИШ) Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова (МГУ) в сотрудничестве с астрономами Специальной астрофизической обсерватории (САО) РАН, Санкт-Петербургского государственного университета, Университета Турку (Финляндия) и Университета Алабамы (США). Для этой цели используются данные с рекордно высокой точностью, полученные в последние годы в наблюдениях на HST, БТА (Большой телескоп азимутальный) САО РАН, радиотелескопе "Аресибо-Диск".

В настоящей статье даётся краткая сводка наших новых результатов по изучению локальных динамических эффектов тёмной энергии на пространственных масштабах ~ 1 –10 Мпк.

2. Местная группа и Местный поток

Глобальные космические объёмы с поперечником в 300 Мпк и более однородны по распределению галактик; это космологические масштабы, к которым приме-

нима стандартная Λ CDM-модель. Вселенная в относительно малых масштабах устроена иначе: населяющие её галактики распределены по ближнему объёму крайне неоднородно. Подавляющее их число собрано в массивные сгущения, называемые группами (с размерами ~ 1 Мпк) и скоплениями (~ 10 Мпк), тогда как в пространстве между этими сгущениями галактик очень мало.

Обратимся прежде всего к нашему ближайшему галактическому окружению. Галактика (Млечный Путь) вместе с другой столь же крупной галактикой в Андромеде (М 31) образуют Местную группу галактик, в состав которой входит ещё пять десятков менее крупных галактик.

Местная группа — гравитационно связанная квазистационарная система с полной массой $M = (2-3) \times 10^{12} M_\odot$. Эту массу составляют "обычное" (барионное) вещество звёзд и межзвёздной среды, а также тёмная материя, которой примерно в пять раз больше и которая находится в основном в протяжённых гало двух гигантских галактик группы. Размер группы в поперечнике — примерно 2 Мпк. Вне группы на расстояниях 1–3 Мпк от её центра наблюдаются 24 карликовые галактики; все они — без исключения — движутся в направлении от группы, причём их скорости тем больше, чем больше расстояние от её центра. Это Местный поток разбегания галактик.

Каждая из галактик группы и потока детально изучена в наблюдениях И.Д. Караченцева и его сотрудников с помощью HST и других указанных в разделе 1 крупных инструментов (см. [11] и цитируемые там работы). В частности, с рекордно высокой точностью — до 10 % — измерены расстояния до галактик Местной группы и потока вокруг неё; скорости галактик измерены с точностью не хуже 5–10 км с⁻¹. Результаты наблюдений представлены на диаграмме скорость–расстояние (рис. 1), заимствованной из работы [11].

Система группа–поток в главных чертах может быть описана нелинейной сферически-симметричной теоретической моделью [12, 13], в которой группа представлена сферической массой M , а поток рассматривается как

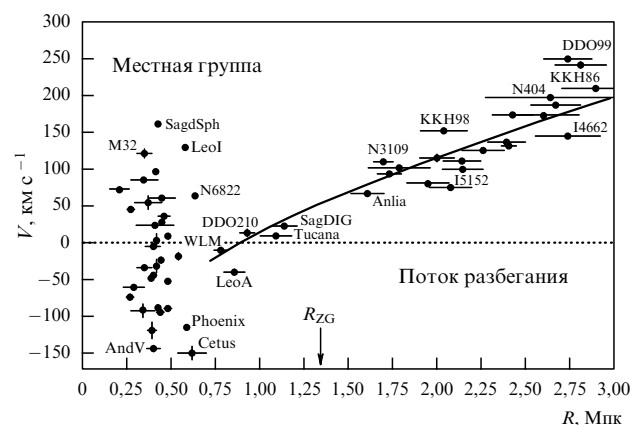


Рис. 1. Диаграмма скорость–расстояние для Местной группы галактик и потока вокруг неё. Каждая из точек соответствует галактике с измеренными значениями расстояния и скорости [11] в системе отсчёта, связанной с центром Местной группы. Скорости считаются положительными, если они направлены от центра группы. В области группы ($R < R_{ZG}$) преобладает тяготение, вне группы ($R > R_{ZG}$) в области потока преобладает антитяготение.

совокупность "пробных частиц" (общая масса карликов потока составляет не более нескольких процентов от массы группы). Группа и поток погружены в космический фон тёмной энергии с локальной постоянной плотностью ρ_X ; последнюю величину, вообще говоря, мы не считаем заведомо равной глобальной плотности ρ_V , если это специально не оговорено. На каждую из частиц потока действует ньютоновская сила притяжения к группе, определяемая уравнением (1), и эйнштейновская сила отталкивания, представленная уравнением (2), в котором вместо ρ_V теперь будет стоять ρ_X . Первая из сил убывает по модулю с увеличением расстояния, тогда как вторая возрастает с увеличением расстояния. Обе силы становятся сравнимыми по абсолютной величине на расстоянии

$$R = R_{ZG} = \left(\frac{3M}{8\pi\rho_X} \right)^{1/3}. \quad (3)$$

Здесь R_{ZG} — радиус нулевого тяготения [12, 13]. При $R < R_{ZG}$ преобладает тяготение, при $R > R_{ZG}$ — анти-тяготение. Допустим, что локальная плотность тёмной энергии ρ_X имеет то же значение, что и её глобальная плотность $\rho_V = 0,72 \times 10^{-29}$ г см⁻³, найденная в космологических наблюдениях; тогда радиус нулевого тяготения

$$R_{ZG} = 1,1 \left(\frac{M}{10^{12}M_\odot} \right)^{1/3} \text{ Мпк}. \quad (4)$$

Подставляя в (4) значение массы Местной группы $M = (2-3) \times 10^{12}M_\odot$, найдём, что критическая величина R_{ZG} составляет 1,3–1,4 Мпк (см. рис. 1).

Как мы видим, при принятом нами предположении о локальной плотности тёмной энергии радиус нулевого тяготения R_{ZG} весьма близок к известному из наблюдений радиальному размеру Местной группы $R_0 \simeq 1$ Мпк. Объём квазистационарной гравитационно связанной системы не может, очевидно, выходить за пределы критического радиуса во внешнюю область, в которой тяготение слабее анти-тяготения. Замечательно, однако, что этот теоретический верхний предел размера группы практически совпадает с реальным наблюдаемым размером системы.

Что касается потока разбегания, то он целиком лежит на расстояниях $R > R_{ZG}$, где преобладает анти-тяготение (см. рис. 1). Это и есть ближайшая к нам область пространства, в которой динамический эффект анти-тяготения, создаваемого тёмной энергией, оказывается столь же сильным, как и у горизонта мира. Эту область ограничивают концентрические сферы с радиусами $R_{ZG} = 1,4$ и 3 Мпк.

3. Области анти-тяготения

В поисках других областей анти-тяготения мы обратились к "Каталогу близких галактик" Караченцева [14] и работам [11, 15–18]. В них содержатся данные о скоростях и расстояниях около 200 галактик на расстояниях до 7–8 Мпк, которые изучались в наблюдениях на HST в течение 200 орбитальных периодов инструмента. По этим данным одна из близких групп галактик лежит на расстоянии $4,0 \pm 0,4$ Мпк от центра Местной группы; она содержит гигантскую галактику Cen A и массивную галактику M 83. Группа заполняет вытянутый по форме объём с наибольшим поперечным размером около 4 Мпк. Вокруг неё наблюдается около 50 галактик-карликов,

для 21 из которых имеются высокоточные определения скоростей и расстояний относительно барицентра группы. В интервале расстояний 2–3 Мпк все скорости галактик положительны; наибольшее значение скорости в этом потоке разбегания достигает величины 250 км с⁻¹ на расстоянии около 3 Мпк.

Похожим образом устроены ещё две группы ближнего объёма. Одна из них содержит основные галактики M 81 и M 82 и заполняет объём с поперечником около 2 Мпк. Вне её наблюдается поток разбегания, для 22 галактик которого известны скорости и расстояния, измеренные на HST. Скорости потока (относительно центра группы) заключены в пределах от нуля до 220 км с⁻¹. Центр другой группы, носящей название Canes Venatici I cloud (CV Ic), лежит вблизи крупной спиральной галактики M 94 (NGC 4736) на расстоянии около 6 Мпк от Млечного Пути. Объём CV Ic имеет поперечник около 2 Мпк, и вне его имеется поток разбегания со скоростями от 10 до 200 км с⁻¹. Для всех четырёх рассмотренных систем группа – поток область анти-тяготения представляет собой сферический слой с внутренним радиусом $\simeq 1-2$ Мпк и внешним радиусом $\simeq 3-4$ Мпк [19–21].

Данные новых работ Караченцева и его сотрудников [22, 23] позволяют распространить поиски областей анти-тяготения от групп к скоплениям галактик. Два ближайших к нам скопления галактик в созвездиях Дева (Virgo) и Печь (Fornax) находятся на расстояниях около 20 Мпк. Вокруг этих скоплений обнаружены и описаны в [22, 23] потоки разбегания галактик в масштабе 10–25 Мпк. Скорости в потоках достигают 500–1500 км с⁻¹ в системе отсчёта, связанной с центром скопления. Применяя к системам скопление – поток модель, описанную в разделе 2, видим [24, 25], что потоки вокруг двух скоплений находятся на расстояниях, превышающих радиус нулевого тяготения для указанных скоплений ($R > R_{ZG}$), — это области преобладания анти-тяготения, которые представляют собой сферические слои, ограниченные внутренней сферой с радиусом $\simeq 7-10$ Мпк и внешней сферой с радиусом $\simeq 20-25$ Мпк.

Опираясь на пример шести близких систем группа/скопление – поток, мы можем предположить [25–28], что многие, если не все, группы и скопления галактик повсеместно в пространстве Вселенной имеют размеры, близкие к соответствующим значениям радиуса нулевого тяготения, и никогда не превосходят их. Вокруг групп и скоплений на расстояниях до 2–3 радиусов нулевого тяготения от их центров должны существовать области преобладания анти-тяготения (даже тогда, когда там не видно потоков разбегания).

4. Фазовый аттрактор

Обратимся снова к теоретической модели (см. раздел 2) и рассмотрим радиальные траектории пробных частиц типичного потока в поле сил, определяемых уравнениями (1), (2). Уравнение радиального движения отдельной частицы

$$\ddot{R} = F_N + F_E = -\frac{GM}{R^2} + \frac{8\pi}{3} G\rho_X R, \quad (5)$$

которое легко интегрируется, даёт закон сохранения механической энергии частицы

$$E = \frac{1}{2} \dot{R}^2 - \frac{GM}{R} - \frac{4\pi}{3} G\rho_X R^2, \quad (6)$$

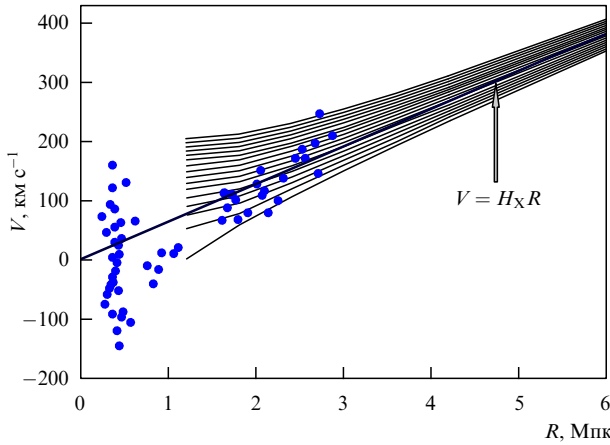


Рис. 2. Фазовые траектории местного потока и фазовый аттрактор.

где $E = \text{const}$ — полная механическая энергия частицы в расчёте на единицу её массы.

Уравнения (5), (6) справедливы в области потока ($R \geq R_{ZG}$), где доминирует тёмная энергия. Уравнение (6) определяет фазовые траектории разбегающихся частиц в пространстве скорость–расстояние. Из этого уравнения вытекает, что в пределе больших расстояний ($R \rightarrow \infty$) единственным динамическим фактором оказывается антитяготение тёмной энергии, так что в этом пределе фазовые траектории выходят на линейную зависимость скорости от расстояния, известную как закон Хаббла: $V = \dot{R} = H_X R$. Здесь

$$H_X = \left(\frac{8\pi}{3} G \rho_X \right)^{1/2} \quad (7)$$

есть постоянная величина, определяемая одной только локальной плотностью тёмной энергии. Если эта плотность ρ_X равна глобальному значению плотности тёмной энергии, то тогда $H_V = 60 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$. Прямая линия $V = H_X R$ в фазовом пространстве потока представляет собой динамический аттрактор: к нему стремятся при увеличении расстояния все возможные фазовые траектории частиц потока. Величина H_X — параметр аттрактора.

Как ложатся реальные галактики-карлики Местного потока на фазовые траектории теоретической модели? Ответ на этот вопрос можно получить из рис. 2, на котором траектории в пространстве скорость–расстояние построены в предположении, что масса Местной группы $M = 3 \times 10^{12} M_\odot$. Наблюдаемые галактики потока выделяют не слишком широкий пучок траекторий, который стягивается к линейному аттрактору. Параметр аттрактора определяется этим пучком траекторий: $H_X = 63 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$. Последняя величина отличается от глобального значения H_V не более чем на 5%.

Синтетическая фазовая диаграмма для четырёх потоков вокруг групп галактик показана на рис. 3 с использованием безразмерных переменных [29]: $x = R/R_{ZG}$, $y = V/V_V$, где $V_V = H_X R_{ZG}$. На рисунке 4 дана синтетическая диаграмма для всех шести описанных выше потоков. Замечательно, что потоки на рис. 2–4 выглядят почти одинаковыми и изображающие точки ложатся на один и тот же (практически) пучок фазовых траекторий, стягивающийся к аттрактору $y = x$. Это означает, что

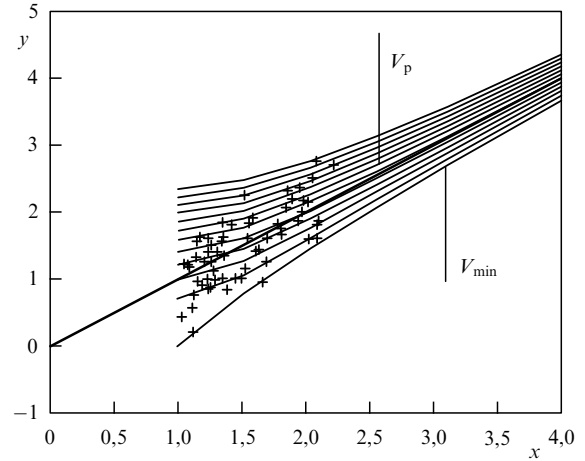


Рис. 3. Синтетическая диаграмма скорость–расстояние в безразмерных переменных для четырёх потоков разбегания вокруг близких групп галактик.

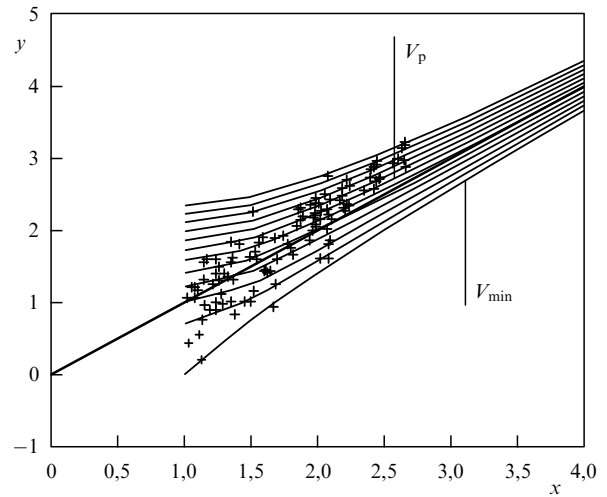


Рис. 4. Синтетическая диаграмма для шести близких потоков разбегания.

потоки имеют универсальный автомодельный характер [25] и их структура не зависит от физического пространственного масштаба, который для потоков вокруг групп и скоплений может различаться почти в 10 раз.

Параметр аттрактора H_X и радиус нулевого тяготения R_{ZG} позволяют представить ускорение частиц потока (см. уравнение (5)) в безразмерном виде:

$$Q(R) = \frac{\ddot{R}}{V_V H_X} = x - x^{-2}. \quad (8)$$

Параметр Q ускорения равен нулю при $x = 1$ и возрастает с увеличением расстояния до значения $Q = 2,9$ при $x = 3$ (наибольшее расстояние на эмпирических диаграммах); $Q = 1$ на промежуточном расстоянии $x = 1,5$. Как мы видим, локальные потоки разбегания галактик не просто ускоряются, но ускоряются с возрастающим ускорением. Параметр ускорения как функция безразмерного расстояния от центра одинаков для всех потоков. Это ещё раз указывает на универсальную автомодельную структуру потоков, ускоряемых тёмной энергией.

Существование аттрактора в фазовом пространстве потока позволяет использовать наблюдательные диаграммы скорость – расстояние для эмпирического определения локальной плотности тёмной энергии. Действительно, если из множества теоретически допустимых фазовых траекторий удастся выделить пучок, на который наилучшим образом ложатся точки-частицы наблюдаемого потока, то по геометрии пучка можно определить фазовый аттрактор как проведённый из начала координат луч, к которому стремятся все траектории (см. рис. 2 и пояснение к нему). Из уравнения луча следует значение параметра аттрактора H_X , а значит, и величина локальной плотности тёмной энергии:

$$\rho_X = \frac{3H_X^2}{8\pi G}. \quad (9)$$

Для ближайшего к нам потока вокруг Местной группы имеем $H_X = 63 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$ (см. выше); тогда из уравнения (9) находим, что локальная плотность тёмной энергии в ближнем объёме Вселенной практически равна глобальной величине ρ_V . Точность оценки с учётом всех возможных неопределённостей — 20–30 %. Данные о других потоках (см. выше) приводят к тому же результату в пределах указанной точности.

Как мы видим, потоки вокруг групп и скоплений способны служить — и действительно служат — удобным инструментом, подаренным самой природой, для обнаружения тёмной энергии и измерения её локальной плотности в ближней Вселенной (см. также [29–31]).

5. Численные эксперименты

Вопрос о происхождении и эволюции групп галактик, окружённых потоками разбегания, поддаётся эффективному изучению на основе Λ CDM-модели в космологическом численном моделировании [32, 33], воспроизводящем формирование космических структур в ходе иерархического сгущивания первичных субгалактических объектов. В численных экспериментах [32] с использованием суперкомпьютеров CSC (Finnish IT Center for Science) решалась задача многих тел, с массой $10^6 M_\odot$ каждое, на фоне тёмной энергии в кубе с ребром 20 Мпк. На рисунке 5 показана результирующая синтетическая

диаграмма скорость – расстояние (в безразмерных переменных) для групп галактик с массами $\sim 10^{12} M_\odot$.

На рисунке 5 чётко различаются область групп ($x < 1$) и область потоков ($x > 1$). В области потоков моделирующие точки ложатся, как оказывается, на довольно узкий пучок фазовых траекторий, ограниченный двумя характерными траекториями. Одна из них отвечает минимальной скорости потока и служит нижней границей потока на диаграмме:

$$V_{\min}(R) = H_X R(1 + 2x^{-3} - 3x^{-2})^{1/2}. \quad (10)$$

Эта траектория соответствует наименьшей энергии E_{esc} , необходимой для выхода частицы из гравитационной потенциальной ямы группы. Как известно, в системах без тёмной энергии минимальная энергия убегающей частицы равна нулю. Но в уравнении (9) учитывается как тяготение массы M , так и антитяготение тёмной энергии, заключённой в объёме группы ($R \leq R_{\text{ZG}}$). В результате пороговая энергия оказывается отрицательной:

$$E_{\text{esc}} = -\frac{3}{2} \frac{GM}{R_{\text{ZG}}} < 0. \quad (11)$$

Снижение пороговой энергии при наличии тёмной энергии облегчает условия "испарения" частиц из гравитационно связанной системы: сила антитяготения, направленная от центра системы наружу, стимулирует уход частиц за пределы критической поверхности радиусом $R = R_{\text{ZG}}$. С этим эффектом связан один из физических механизмов формирования наблюдаемых потоков [34–37].

Верхней границей пучка модельных траекторий служит траектория параболического движения, соответствующего нулевой механической энергии ($E = 0$):

$$V_p(R) = H_X R(1 + x^{-1/2}). \quad (12)$$

Сравнение рис. 5 с рис. 1–4 показывает, что как модельные, так и реальные потоки разбегания строго удовлетворяют теоретическому ограничению снизу (10) на скорость потока; большинство реальных траекторий и все модельные траектории не выходят за пределы характерной траектории (12).

Из формул (10), (12) видно, что обе ограничивающие траектории — как и вообще все траектории потока — притягиваются к аттрактору $V = H_X R$. Наилучшего согласия с эмпирическими диаграммами (см. рис. 1–4) результаты численного моделирования достигают в тех вариантах компьютерных расчётов, в которых локальная плотность тёмной энергии принимается равной (как в случае рис. 5) её глобальной плотности (так что $H_X = H_V$). Численный эксперимент служит, таким образом, подтверждением эмпирического "метода фазового аттрактора" (9), применяемого для определения локальной плотности тёмной энергии.

6. Потоки в ячейке однородности

Теория потоков, ускоряемых антитяготением тёмной энергии (см. раздел 2), может быть распространена на совокупность групп (или даже скоплений) галактик в различных пространственных масштабах, вплоть до размера космической ячейки однородности (300–1000 Мпк) [37–39]. Простой пример: две группы галак-

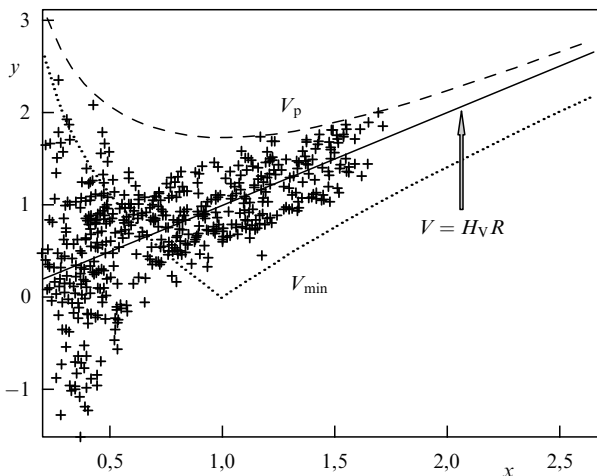


Рис. 5. Результаты компьютерного моделирования: синтетическая диаграмма для групп галактик и потоков разбегания вокруг них.

тик с массами M_1 и M_2 , разделённые расстоянием R , будут удаляться друг от друга с ускорением, если ньютоновская сила их взаимного притяжения $-G(M_1 + M_2)/R^2$ меньше по модулю расталкивающей их эйнштейновской силы $(8\pi/3)\rho_V R$. Это условие выполняется, когда

$$R > R_{ZG} = \left(\frac{3M_1 + M_2}{8\pi\rho_V} \right)^{1/3}. \quad (13)$$

Пусть группы имеют массы, например, $M_1 = M_2 = 3 \times 10^{12} M_\odot$. Тогда $R_{ZG} = 2$ Мпк. Ближайшие к нам группы находятся на расстоянии 3–4 Мпк от центра Местной группы, так что для любой пары, составленной из Местной группы и одной из ближайших групп, условие (13) будет выполнено. Это означает, что две группы на расстояниях 3–4 Мпк друг от друга не могут быть гравитационно связанными и их центры масс должны удаляться друг от друга с ускорением (безразмерным)

$$Q(R) = \frac{\ddot{R}}{V_V H_V} = x - x^{-2} \simeq 1 - 2. \quad (14)$$

Близкое по величине ускорение было найдено в разделе 4 для Местного потока галактик-карликов.

От двух групп можно перейти к триплетам, квартетам и ансамблям большей кратности. В этом случае критерий ускорения (13) можно представить в виде $\langle \rho_M \rangle < 2\rho_V$, где $\langle \rho_M \rangle = (3/4\pi R^3) M_{\text{tot}}$ — средняя плотность тёмной материи и барионов в сфере радиусом R , содержащей все системы данного ансамбля с их полной массой M_{tot} . В случае самых больших ансамблей, сравнимых по размеру с ячейкой однородности, $\langle \rho_M \rangle = 0,4\rho_V$. Здесь учтено, что в среднем по масштабам в 300 Мпк и более на тёмную материю и барионы приходится 28 % полной энергии/массы мира, а остальное — это тёмная энергия. Для таких предельно больших масштабов условие ускорения выполняется с немалым запасом.

Астрономы-наблюдатели давно замечали, что потоки галактик в разных масштабах внутри ячейки однородности схожи между собой по кинематической структуре. По данным Сэндиджа и др. [40], полученным с помощью HST, потоки разбегания близко следуют закону Хаббла $V = H_S R$ с фактором $H_S = 64 \pm 6 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$ в интервале масштабов 4–200 Мпк. Этот факт ещё недавно считался большой загадкой астрономии [40]. Однако присутствие доминирующей тёмной энергии ставит всё на свои места: антитяготение тёмной энергии управляет потоками практически на всех масштабах и стремится придать каждому из них универсальный характер, отвечающий общему для всех них фазовому аттрактору. Комментируя этот результат, А. Сэндидж с коллегами [41] замечают, что у такого подхода к проблеме "в настоящее время нет жизнеспособной альтернативы".

Соображение об универсальном фазовом аттракторе распространяется и на глобальное расширение Вселенной. Известно, что на больших временах космологическое расширение по хаббловскому закону $V = H(t) R$ выходит на асимптотику $H \rightarrow H_V$. Значит, в глобальном потоке имеется тот же аттрактор, что и в локальных потоках. Наблюдаемое состояние глобального потока не так далеко от асимптотического, если судить по современному значению [4] космологического фактора Хаббла $H_0 = 69 \pm 1 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$, которое отличается от универсального параметра H_V всего на 15 %.

Подобие глобального и локальных потоков подтверждается также значением параметра ускорения. Для глобального потока безразмерная величина

$$Q(t) = \frac{\ddot{a}}{V_V H_V} = \frac{1 + z_{ZG}}{1 + z} - \left(\frac{1 + z}{1 + z_{ZG}} \right)^{-2} \quad (15)$$

является функцией времени t или красного смещения z . Аналогом радиуса нулевого тяготения R_{ZG} здесь служит красное смещение $z_{ZG} = 0,7$, при котором космологическое расширение переходит от режима с замедлением к режиму с ускорением. Современное ($z = 0$) значение космологического параметра ускорения, $Q(z = 0) = 1,4$, близко к среднему значению параметра ускорения в локальных потоках (см. раздел 4).

7. Заключение

Основной результат наших исследований — обнаружение тёмной энергии в ближней Вселенной и оценка её локальной плотности по высокоточным наблюдательным данным.

Нами предсказаны и открыты (по тем же данным) локальные области космического пространства, в которых эйнштейновское антитяготение, создаваемое тёмной энергией, сильнее ньютоновского тяготения, создаваемого тёмной материей и барионами; ближайшая из таких областей находится на расстоянии 1–3 Мпк от Млечного Пути.

В областях антитяготения открыт и изучен новый тип космических движений — локальные потоки разбегания галактик, ускоряемые тёмной энергией.

Измеренная в этих областях локальная плотность тёмной энергии оказалась равной (в пределах ошибки определения) её глобальной плотности. Это новый независимый эмпирический аргумент в пользу эйнштейновского антитяготения как всемирного феномена — в том же смысле, в каком всемирным считается ньютоновское тяготение. С этим результатом несовместимы модифицированные теории тяготения, трактующие тёмную энергию как эффект, возможный на глобальных расстояниях и только на них.

Автор благодарен Дж. Дж. Бёрду, Г. С. Бисноватому-Когану, М. Ю. Валтонену, Л. М. Доможиловой, А. Е. Кантору, И. Д. Караченцеву, Д. И. Макарову, О. Г. Насоновой, П. Нурми, П. Теерикорпи, П. Хейнямяки за сотрудничество, а также Н. В. Емельянову, Ю. Н. Ефремову, А. В. Засову и А. М. Черепашку за полезные обсуждения.

Список литературы

1. Riess A G et al. *Astron. J.* **116** 1009 (1998)
2. Perlmutter S et al. *Astrophys. J.* **517** 565 (1999)
3. Einstein A *Sitzungsber. Königl. Preuß. Akad. Wissenschaft.* 142 (1917)
4. Hinshaw G et al., arXiv:1212.5226
5. Глинер Э Б *ЖЭТФ* **49** 542 (1965) [Gliner E B *Sov. Phys. JETP* **22** 378 (1966)]
6. Глинер Э Б *ДАН СССР* **192** 771 (1970) [Gliner É B *Sov. Phys. Dokl.* **15** 559 (1970)]
7. Глинер Э Б, Дымникова И Г *Письма в Астрон. журн.* **1** (5) 7 (1975) [Gliner É B, Dymnikova I G *Sov. Astron. Lett.* **1** 93 (1975)]
8. Глинер Э Б *УФН* **172** 221 (2002) [Gliner E B *Phys. Usp.* **45** 213 (2002)]
9. Chernin A, Teerikorpi P, Baryshev Yu *Adv. Space Res.* **31** 459 (2003); astro-ph/0012021
10. Чернин А Д *УФН* **171** 1153 (2001) [Chernin A D *Phys. Usp.* **44** 1099 (2001)]

11. Karachentsev I D et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **393** 1265 (2009)
12. Baryshev Yu V, Chernin A D, Teerikorpi P *Astron. Astrophys.* **378** 729 (2001)
13. Chernin A D et al. *Astron. Astrophys.* **415** 19 (2004)
14. Karachentsev I D *Astron. J.* **129** 178 (2005)
15. Karachentsev I D et al. *Astron. Astrophys.* **398** 479 (2003)
16. Караченцев И Д, Кашибадзе О Г *Astrofizika* **49** 5 (2006) [Karachentsev I D, Kashibadze O G *Astrophysics* **49** 3 (2006)]
17. Караченцев И Д, Караченцева В Е, Хухтмайер В К *Письма в Астрон. журн.* **33** 577 (2007) [Karachentsev I D, Karachentseva V E, Huchtmeier W K *Astron. Lett.* **33** 512 (2007)]
18. Karachentsev I D et al. *Astron. J.* **131** 1361 (2006)
19. Chernin A D et al. *Astron. Astrophys.* **467** 933 (2007)
20. Chernin A D et al. *Astrofizika* **50** 493 (2007) [*Astrophys.* **50** 405 (2007)]
21. Chernin A D et al. *Astron. Astrophys. Trans.* **26** 275 (2007)
22. Karachentsev I D, Nasonova O G *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **405** 1075 (2010)
23. Nasonova O G, de Freitas Pacheco J A, Karachentsev I D *Astron. Astrophys.* **532** 104 (2011)
24. Chernin A D et al. *Astron. Astrophys.* **520** 104 (2010)
25. Чернин А Д и др. *Астрон. журн.* **89** 723 (2012) [Chernin A D et al. *Astron. Rep.* **56** 653 (2012)]
26. Bisnovatyi-Kogan G S, Chernin A D *Astrophys. Space Sci.* **338** 337 (2012)
27. Chernin A D et al. *Astron. Astrophys.* **539** 4 (2012)
28. Chernin A D et al. *Astron. Astrophys.* **553** 101 (2013)
29. Teerikorpi P, Chernin A D *Astron. Astrophys.* **516** A93 (2010)
30. Chernin A D et al. *Astron. Astrophys.* **507** 1271 (2009)
31. Teerikorpi P et al. *Astron. Astrophys.* **483** 383 (2008)
32. Nurmi P, Heinämäki P, Teerikorpi P, Chernin A D *AIP Conf. Proc.* **1240** 419 (2010)
33. Byrd G G, Chernin A D, Teerikorpi P, Valtonen M *Paths to Dark Energy: Theory and Observation* (De Gruyter Studies in Mathematical Physics, 2) (Berlin: De Gruyter, 2012)
34. Byrd G et al. *Astron. J.* **107** 2055 (1994)
35. Chernin A D et al. *Astron. Astrophys.* **467** 933 (2007)
36. Chernin A D et al. *Astron. Astrophys.* **415** 19 (2004)
37. Chernin A D, Teerikorpi P, Baryshev Yu V *Astron. Astrophys.* **456** 13 (2006)
38. Teerikorpi P, Chernin A D, Baryshev Yu V *Astron. Astrophys.* **440** 791 (2005)
39. Караченцев И Д, Чернин А Д, Теерикорпи П *Астрофизика* **46** 491 (2003) [Karachentsev I D, Chernin A D, Teerikorpi P *Astrophysics* **46** 399 (2003)]
40. Sandage A *Astrophys. J.* **527** 479 (1999)
41. Sandage A et al. *Astrophys. J.* **653** 843 (2006)

PACS numbers: **04.70.** – s, 97.60.Lf, 98.62.Js
DOI: 10.3367/UFNr.0183.201307f.0747

Новый метод исследования сверхмассивных чёрных дыр, основанный на поляриметрических наблюдениях активных ядер галактик

Ю.Н. Гнедин

1. Введение

В настоящее время факт существования сверхмассивных чёрных дыр в центральных областях активных галактик считается общепризнанным. Вращающиеся сверхмассивные чёрные дыры являются мощными энергетиче-

скими машинами, ответственными за физические процессы, возникающие на гигантской шкале, порядка $10^{22} - 10^{25}$ см, в галактиках. Характерные явления, связанные с существованием сверхмассивных чёрных дыр, — это излучение области узких эмиссионных линий ($\sim 10^{20} - 10^{22}$ см), радиоизлучение компактной центральной области ($\sim 10^{18} - 10^{21}$ см), излучение области широких эмиссионных линий ($\sim 10^{18} - 10^{19}$ см), наличие области нетеплового излучения ($\sim 10^{15} - 10^{17}$ см) и области быстрой переменности рентгеновского излучения ($\sim 10^{13}$ см). Именно сверхмассивная чёрная дыра генерирует излучение во всех этих пространственных областях.

Активные галактические ядра (АГЯ), являющиеся такими сверхмассивными чёрными дырами, составляют довольно однородный класс космических объектов. Самые яркие из них имеют болометрическую светимость $L_{\text{bol}} > 10^{47}$ эрг с^{-1} , причём их массы могут достигать значения $\sim 10^{10} M_{\odot}$. У многих активных ядер галактик наблюдаются сильно коллимированные выбросы (джеты) вещества, движущегося с релятивистскими скоростями в направлении, перпендикулярном диску. Размеры джетов достигают нескольких десятков килопарсек, что превышает размеры галактик.

Существование чёрных дыр предсказывается общей теорией относительности Эйнштейна. По определению, чёрной дырой называется область, за пределы которой не может выйти никакой сигнал. Другими словами, вторая космическая скорость для чёрной дыры равна скорости света в вакууме. Граница такой области называется горизонтом событий R_h .

Характерный размер чёрной дыры определяется гравитационным радиусом

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

где M — масса чёрной дыры, c — скорость света, G — гравитационная постоянная. Для невращающейся, или шварцшильдовской, чёрной дыры радиус горизонта событий $R_h = 2R_g$. Для вращающейся чёрной дыры

$$R_h = R_g(1 + \sqrt{1 - a^2}),$$

где a — безразмерный угловой момент вращения, обычно называемый спином, $-1 \leq a \leq 1$. Отрицательные значения спина соответствуют случаю, в котором направления собственного вращения чёрной дыры и кеплеровского вращения газа в аккреционном диске взаимно противоположны, что соответствует так называемому ретроградному вращению центральной чёрной дыры. Для вращающейся с максимальным удельным угловым моментом керровской чёрной дыры $R_h = R_g$. Радиус последней стабильной орбиты, внутри которой материя захватывается чёрной дырой, зависит от углового момента чёрной дыры, уменьшаясь для вращающихся чёрных дыр. Для шварцшильдовской чёрной дыры $R_{\text{st}} = 6R_g$, для вращающейся с максимальной угловой скоростью устойчивой керровской чёрной дыры со спином $a_* = 0,998$ радиус последней устойчивой орбиты $R_h = 1,22R_g$.

Активность галактических ядер объясняется аккрецией вещества на центральную сверхмассивную чёрную дыру. Последовательная теория аккреционных течений развивается с 1940–1950-х годов. Особого расцвета она

Ю.Н. Гнедин. Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, РФ
E-mail: gnedin@gao.spb.ru

достигла в 1970-х годах в связи с обнаружением рентгеновских источников, представляющих собой аккрецирующие нейтронные звёзды и чёрные дыры. Первые простейшие адиабатические (в том числе и сферически-симметричные) модели аккреции позволили существенно прояснить многие особенности излучения реальных астрофизических объектов. Вместе с тем такие модели нередко не позволяли получить даже качественного согласия с наблюдательными данными. В частности, излучение газа при его адиабатической аккреции на чёрную дыру оказывалось слишком малым. Решение этой проблемы заключалось в том, что сильное энерговыделение может происходить в аккреционных дисках, в которых эффекты неидеальности неизбежно становятся определяющими.

Теория гидродинамической дисковой аккреции развивается с конца 1960-х годов, однако до сих пор многие детали остаются невыясненными. Поэтому обычно используются упрощённые модели, такие как стандартная классическая модель диска Шакуры–Сюняева или модель ADAF (Advection Dominated Accretion Flow — адвективно доминирующее аккреционное течение). В частности, в рамках чисто гидродинамического подхода пока не удалось построить достаточно убедительную модель центральной машины в активных ядрах галактик, которая приводила бы к эффективному истечению вещества и, следовательно, давала бы начало струйным выбросам, уносящим значительную часть высвобождаемой энергии.

На настоящий момент механизм энерговыделения, эффективно передающий энергию от вращающейся чёрной дыры активным областям, и механизм коллимации, позволяющий образование струйных выбросов, связываются с наличием в структуре активных ядер галактик регулярного полоидального магнитного поля. Поскольку чёрная дыра не может иметь собственного магнитного поля (так называемая теорема об отсутствии "волос"), генерация крупномасштабного магнитного поля в окрестности чёрной дыры может происходить как в самом аккреционном диске, так и в области между радиусом последней устойчивой орбиты и радиусом горизонта (plunge region — в англоязычной литературе). В связи с увеличением мощности современных вычислительных средств построение магнитогидродинамических моделей аккреционных дисков в последнее время является бурно развивающейся областью. Обзор ряда таких моделей приведён в [1]. Однако прямых доказательств того, что в активных ядрах галактик имеются сильные регулярные магнитные поля, влияющие на динамику аккреционных течений, до сих пор не получено. Несмотря на это, существование магнитного поля в активных ядрах галактик является общепринятой парадигмой.

Таким образом, вопрос измерения магнитных полей в аккреционных дисках активных ядер галактик является существенным для определения их физических свойств и механизмов энерговыделения.

Спектрополяриметрия представляет собой эффективный метод исследования основных структурных компонентов квазаров и активных галактических ядер: аккреционного диска, области образования широких эмиссионных линий, горячей короны вокруг аккреционного диска. Излучение этих областей для многих объектов является поляризованным. Поляризация возникает в результате рассеяния на электронах плазмы, которые

анизотропно распределены вокруг центральной сверхмассивной чёрной дыры. Именно аккреционный диск представляет собой типичный пример области излучения с несферически-симметричным распределением электронной плотности. Область образования широких эмиссионных линий также является геометрически плоской областью излучения.

Анализ данных спектрополяриметрических наблюдений позволяет найти величины магнитных полей, используя косвенный метод их определения, развитый в работах [2–4]. Идея данного метода состоит в том, что если учесть эффект фарадеевского поворота на длине свободного пробега фотонов в процессе рассеяния на электронах, то степень поляризации и позиционный угол, а также их зависимости от длины волны излучения полностью определяются геометрией магнитного поля в области излучения.

С целью определения магнитных полей в окрестности сверхмассивной чёрной дыры была разработана (Главной (Пулковской) обсерваторией (ГАО) РАН и Специальной астрофизической обсерваторией (САО) РАН) совместная программа наблюдений активных галактических ядер на 6-метровом телескопе БТА (Большой телескоп азимутальный) САО РАН. В состав команды, реализующей данную программу, входят В.Л. Афанасьев, Н.В. Борисов (САО РАН), С.Д. Булига, Ю.Н. Гнедин, Т.М. Нацвлишвили, М.Ю. Пиотрович (ГАО РАН). Результаты этих наблюдений представлены в разделе 2.

2. Результаты наблюдений на БТА-6м в спектрополяриметрической моде SCORPIO

Спектрополяриметрические наблюдения выборки активных галактических ядер выполнялись на 6-метровом телескопе БТА САО РАН в 2008–2009 гг. в течение трёх сетов наблюдений [5]. Для наблюдений были отобраны объекты с имеющимися в литературе оценками масс центральных чёрных дыр M_{BH} . Наблюдения проводились в режиме спектрополяриметрии с помощью фокального редуктора светосилы SCORPIO (Spectral Camera with Optical Reducer for Photometric and Interferometric Observations), установленного в первичном фокусе. В качестве светоприёмника использовалась матрица ПЗС (прибор с зарядовой связью) EEV42-40 размером 2048×2048 пикселей с величиной пикселя $13,5 \times 13,5$ мкм, а в качестве диспергирующего элемента — объёмная голографическая фазовая решётка VPHG550g из комплекта SCORPIO, работающая в диапазоне длин волн $3500 - 7200$ Å. Обратная линейная дисперсия в плоскости светоприёмника составила $1,8$ Å на 1 пиксел. В спектрографе использовался набор из пяти круглых диафрагм диаметром $4,5''$, расположенных в виде псевдошели с шагом $9,7$ угловых секунд. Анализатором поляризации служила пластина Савара, установленная за диафрагмами. Центральная диафрагма использовалась для получения спектров объекта в перпендикулярных плоскостях поляризации, а остальные диафрагмы применялись для получения спектров ночного неба. Реальное спектральное разрешение наших данных, которое определялось монохроматическим изображением диафрагм, составило $40 - 42$ Å. Качество изображений во всех сетках наблюдений было не хуже $2''$.

Методика наблюдений и вычисления поляризации описана в работе В.Л. Афанасьева и А.В. Морозова [6]. Для калибровки длин волн и относительного пропуска-

Таблица 1. Результаты наблюдений

Объект	m_V	z	Тип	Дата	t_{exp} , с	P_V , %	PA_V , град	n
PG 0007 + 106	15,2	0,089	Sy1	30.11.08	3000	$1,02 \pm 0,38$	83	$0,15 \pm 0,25$
PG 0026 + 129	15,3	0,142	QSO	30.11.08	3000	$1,07 \pm 0,28$	99	$-0,45 \pm 0,33$
PG 0049 + 171	16,1	0,064	Sy1.5	24.09.09	2160	$1,42 \pm 0,31$	247	$-0,28 \pm 0,18$
PG 0157 + 001	15,7	0,163	Sy1.5	01.12.08	3000	$1,78 \pm 0,28$	17	$-0,52 \pm 0,28$
PG 0804 + 761	14,7	0,100	QSO	02.12.08	3000	$1,00 \pm 0,38$	83	$0,24 \pm 0,38$
PG 0844 + 349	14,5	0,064	Sy1	29.11.08	3000	$0,85 \pm 0,10$	243	$-1,17 \pm 0,17$
PG 0953 + 414	15,3	0,234	QSO	03.12.08	3000	$0,39 \pm 0,12$	317	$0,11 \pm 0,13$
PG 1022 + 519	15,8	0,045	Sy1	30.11.08	3000	$0,83 \pm 0,30$	259	$-2,37 \pm 0,45$
PG 1116 + 215	14,4	0,177	QSO	29.11.08	3000	$0,57 \pm 0,12$	193	$-1,26 \pm 0,13$
PG 2112 + 059	15,9	0,466	QSO	29.11.08	3000	$1,04 \pm 0,21$	258	$0,45 \pm 0,17$
				18.08.09	3600	$1,08 \pm 0,20$	243	$0,35 \pm 0,10$
PG 2130 + 099	14,7	0,063	Sy1	30.11.08	3000	$0,62 \pm 0,15$	53	$-0,05 \pm 0,32$
PG 2209 + 184	15,9	0,070	Sy1	24.09.08	3600	$0,83 \pm 0,29$	200	$-0,75 \pm 0,21$
PG 2214 + 139	15,1	0,066	Sy1	28.11.08	3000	$1,58 \pm 0,18$	323	$-0,69 \pm 0,15$
PG 2233 + 134	16,3	0,326	QSO	29.11.08	3000	$0,67 \pm 0,23$	253	$0,28 \pm 0,28$
3C 390.3	15,2	0,056	Sy1	29.11.08	3000	$2,09 \pm 0,22$	140	$-0,57 \pm 0,22$
				17.08.09	3600	$1,58 \pm 0,18$	146	$-0,64 \pm 0,07$
				24.09.09	3600	$1,80 \pm 0,24$	144	$-0,58 \pm 0,06$

ния диафрагм использовались лампа линейчатого спектра с наполнением Ar–Ne–He и кварцевая лампа. Для калибровки спектрополяризметрического тракта спектрографа наблюдались стандарты из обзора [7]. Обработка и анализ данных проводились по стандартной методике с помощью специализированных пакетов программ, написанных в среде IDL6.2.

Список наблюдавшихся объектов и основные результаты наблюдений представлены в табл. 1, где указаны: название объекта, звёздная величина ядра в полосе V (m_V), красное смещение z , тип активного ядра, дата наблюдений, время экспозиции t_{exp} , средние значения линейной поляризации P_V и позиционного угла плоскости поляризации PA_V в полосе V. В последнем столбце таблицы приведены значения показателя степени (индекса) n в степенной зависимости линейной поляризации от длины волны излучения $P_l(\lambda) \sim \lambda^n$. Ошибка определения позиционного угла не превышала 2° – 3° . При вычислении индекса n методом наименьших квадратов отбрасывались значения поляризации в области эмиссионных линий. Полученные значения n в дальнейшем будут использоваться для определения степенного закона радиального распределения магнитного поля в аккреционном диске.

Представляет интерес сравнить полученные нами значения поляризации в континууме и показателя степени в зависимости поляризации от длины волны $P_l(\lambda) \sim \lambda^n$ с параметрами чёрных дыр. Анализ данных табл. 1 показывает, что имеются слабая корреляция между степенью поляризации и массой чёрной дыры и довольно заметная корреляция между показателем степени в зависимости поляризации от длины волны и массой чёрной дыры (рис. 1, 2).

3. Определение спинов сверхмассивных чёрных дыр в активных галактических ядрах

Фундаментальными параметрами сверхмассивной чёрной дыры являются её масса и спин. Как правило, спин описывается как безразмерный параметр: $a = cJ/GM_{\text{ВН}}^2$, где J — угловой момент чёрной дыры. Величина спина изменяется в интервале $0 < a < 0,998$ [8]. Положительное значение спина, $a > 0$, означает, что вращение чёрной дыры и кеплеровское вращение аккрецирующего веще-

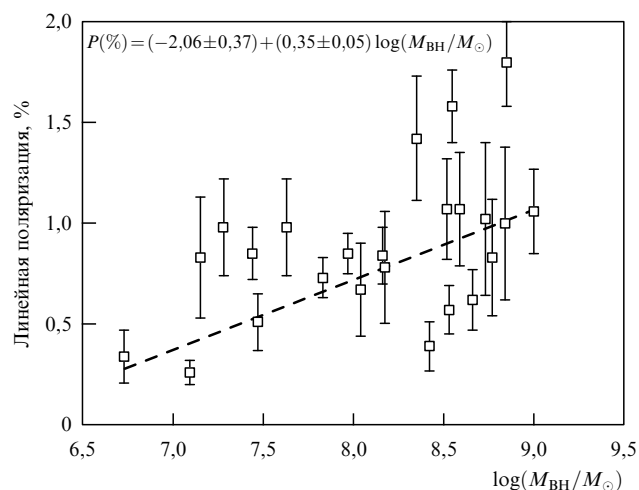


Рис. 1. Зависимость линейной поляризации от масс чёрных дыр по данным табл. 1.

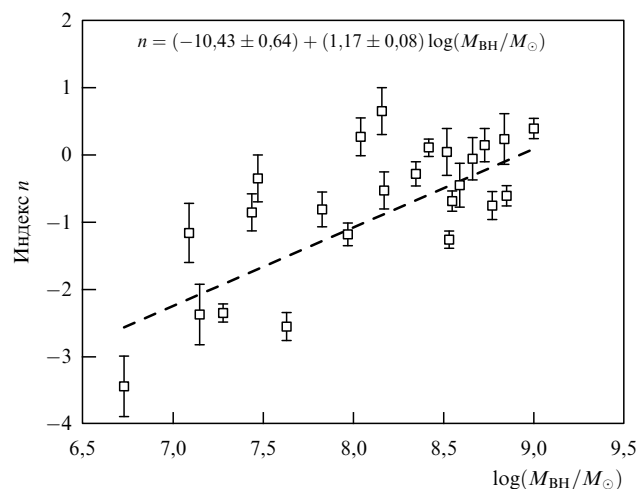


Рис. 2. Зависимость индекса n степенной зависимости от масс чёрных дыр по данным табл. 1.

ства в аккреционном диске происходят в одном направлении. В случае ретроградного вращения $a < 0$.

Уже в первых работах Пенроуза [9] и Блэндфорда и Знаека [10] было показано, что спин играет большую роль в процессе выделения энергии сверхмассивной чёрной дырой. Так, спин чёрной дыры играет центральную роль в генерации релятивистского джета в результате извлечения вращательной энергии чёрной дыры посредством магнитного поля.

Именно поэтому непосредственное определение значения спина сверхмассивной чёрной дыры (СМЧД), являющейся центральным объектом активных галактических ядер и квазаров, находится в центре внимания современной астрофизики. В настоящее время наиболее популярным методом определения величины спина является анализ профилей FeK α -линий [11–14]. Например, в работах [13–15] выполнен детальный анализ рентгеновских спектров ряда АГЯ, измеренных космическими рентгеновскими обсерваториями Suzaku и XMM-Newton (XMM — от англ. X-ray Multi-Mirror Mission). В итоге были получены детальные формы линий FeK α с помощью широко применяемых методик обработки данных наблюдений, таких как Laor, Kerrdisk и Kerrcony. В результате в работах [13, 14] представлены сильные ограничения на спины некоторых АГЯ. Аналогичный анализ, проведённый в работе [16], позволил также оценить значения спинов ряда АГЯ. Тем не менее существует довольно сильный разброс результатов, связанный с применением различных методов обработки формы линии FeK α , упомянутых выше (см. табл. 6–9 в работе [13]). Согласно [13], для Ark 120 применение варианта методики обработки формы линии железа Reflionx даёт ограничение на спин чёрной дыры $a < 0,94$, в то время как другие варианты данной методики дают ограничения $a > 0,97$ и $a < 0,87$. Любопытно, что в работе [17] приводится другое ограничение на величину спина чёрной дыры в Ark 120: $a \geq 0$.

Именно поэтому целесообразно получить ограничение на величину спина другим, независимым, методом. Наиболее простой и эффективный метод основан на оценке кинетической мощности релятивистского джета, которая существенно зависит от величины спина [18]. Ключевым моментом в таком определении является величина магнитного поля, генерируемого вблизи горизонта сверхмассивной чёрной дыры.

Обычно при оценке кинетической мощности релятивистской струи принимают ту или иную оценку величины магнитного поля вблизи радиуса горизонта сверхмассивной чёрной дыры, если используется механизм Блэндфорда–Знаека [10], либо вблизи радиуса последней устойчивой орбиты в аккреционном диске [18, 19]. Часто для оценки выбирают эддингтоновское значение магнитного поля, которое получается при предположении, что плотность энергии магнитного поля сравнима с полной плотностью энергии аккрецирующей плазмы, дающей эддингтоновскую светимость [1]. Именно такая оценка использована в работе [18].

В данной статье для определения величины спина сверхмассивной чёрной дыры применяется косвенный метод определения магнитных полей, развитый в работах [2–4, 19]. Метод основан на использовании спектрополяриметрических наблюдений и учёте эффекта фарадеевского поворота плоскости поляризации на длине свободного пробега в процессе рассеяния на электронах плазмы аккреционного диска. Мы используем данные

спектрополяриметрических наблюдений АГЯ, выполненных на БТА-6м [5].

Согласно работе [18], выражение для спина сверхмассивной чёрной дыры может быть представлено в виде

$$a = \eta \left(\frac{L_j}{10^{44}} \right)^{0,5} \frac{10^4}{B_h} \frac{10^8 M_\odot}{M_{\text{BH}}}, \quad (1)$$

где L_j — кинетическая мощность релятивистского джета, B_h — полоидальная компонента магнитного поля, действующего в эргосфере чёрной дыры, M_{BH} — масса сверхмассивной чёрной дыры. Коэффициент η зависит от физического механизма генерации релятивистской струи (джета). В модели Блэндфорда и Знаека [10] $\eta = \sqrt{5}$, а для гибридной модели Мейера [20] $\eta = (1,05)^{-1/2}$.

Для оценки мощности релятивистской струи можно воспользоваться соотношением из работы [21]:

$$\log \frac{L_j}{M_{\text{BH}}/M_\odot} = (28,3 \pm 0,1) + (0,55 \pm 0,6) \log \frac{L_{\text{bol}}}{L_{\text{Edd}}}, \quad (2)$$

где L_{bol} — болометрическая светимость АГЯ, $L_{\text{Edd}} = 1,3 \times 10^{46} M_8$ — эддингтоновская светимость, $M_8 = M_{\text{BH}}/10^8 M_\odot$.

Очень важным является соотношение между величинами магнитных полей вблизи горизонта событий чёрной дыры B_h и вблизи радиуса последней устойчивой орбиты в аккреционном диске B_{in} . Такое соотношение получено сравнительно недавно [22]: $B_h = \chi(a) B_{\text{in}}$, где коэффициент $\chi(a)$, зависящий от спина чёрной дыры, представлен в работе [22] на рис. 7.

Важное обстоятельство также состоит в том, что величина магнитного поля на последней устойчивой орбите B_{in} может быть определена с помощью спектрополяриметрических наблюдений [5] на основе методики, развитой в работах [2, 4, 19]. В результате удаётся определить величину магнитного поля в области генерации поляризованного излучения, а затем вычислить его значение в области последней устойчивой орбиты, используя наиболее эффективную модель аккреционного диска.

Согласно процитированным выше работам, поляризация излучения, например, в области излучения широких эмиссионных линий R_{BLR} связана с величиной магнитного поля B_{BLR} в этой области в результате учёта эффекта фарадеевского вращения плоскости поляризации на длине свободного пробега фотона в магнитоактивной плазме в процессе рассеяния на электронах следующим образом:

$$B(R_{\text{BLR}}) = \frac{1}{0,8 \lambda_{\text{BLR}}^2 \sqrt{1 - \mu^2}} \left[\left(\frac{P_1(\mu)}{P_1(\text{obs})} \right)^2 - 1 \right]^{1/2}. \quad (3)$$

Здесь λ_{BLR} соответствует длине волны излучения широкой эмиссионной линии, например H α ; $\mu = \cos i$, где i — угол наклона аккреционного диска; $P_1(\mu)$ — стандартное значение степени поляризации излучения, выходящего из плоскопараллельного оптически толстого рассеивающего слоя под углом i к лучу зрения [23, 24]; $P_1(\text{obs})$ — наблюдаемая степень поляризации, которая, как правило, значительно меньше стандартного значения вследствие эффекта фарадеевской деполаризации [4, 19]. Значения $P_1(\text{obs})$ для ряда активных галактических ядер представлены в работе [5].

Важно также установить закон радиального распределения магнитного поля в аккреционном диске, в

частности в области образования широких эмиссионных линий. В работах [25, 26] показано, что, во-первых, вертикальная составляющая магнитного поля, как правило, мала, а во-вторых, наиболее вероятным является тороидальное распределение магнитного поля внутри аккреционного диска. Именно дифференциальное вращение внутри диска способствует возрастанию азимутальной компоненты магнитного поля и трансформации полоидального поля в тороидальное. Это позволяет использовать для распределения магнитного поля внутри аккреционного диска следующее выражение:

$$B(R) = B_{\text{in}} \left(\frac{R_{\text{in}}}{R} \right)^n, \quad n = 1. \quad (4)$$

Формулы (1)–(4) дают возможность определить величину спина сверхмассивной чёрной дыры на основе спектрополяриметрических данных наблюдений. Зависимость внутреннего радиуса аккреционного диска от величины спина чёрной дыры хорошо представлена в литературе (см., например, [27]).

Подстановка формул (2)–(4) в выражение (1) позволяет получить из непосредственных наблюдательных данных выражение для функции

$$f(a) = \frac{\chi(a)a}{q(a)}, \quad R_{\text{in}}(a) = \frac{GM_{\text{BH}}}{c^2}. \quad (5)$$

Далее, решая уравнение (5) относительно a , мы находим величину спина чёрной дыры. Напомним, что зависимость $\chi(a)$ представлена в работе [22], а зависимость $q(a)$ — в работе [27].

В результате получаем

$$a = \eta \frac{l_{\text{E}}^{1/4}}{M_8^{1/2}} \frac{1}{\chi(a)} \frac{10^5 G}{B_{\text{in}}}, \quad (6)$$

где $l_{\text{E}} = L_{\text{bol}}/L_{\text{Edd}}$.

Величина магнитного поля B_{in} определяется из спектрополяриметрических наблюдений по формулам (3) и (4). Поскольку в соответствии с данными, представленными в работе [5], степень поляризации не зависит от частоты, мы считаем, что наблюдаемое значение $P_1(v) = 1,02\%$ соответствует также области излучения широких эмиссионных линий, т.е. $P_1(\text{obs}) = 1,02\%$. Если предположить, что угол наклона аккреционного диска к лучу зрения $i = 60^\circ$, то $P_1(\mu) = 2,2522\%$ [24]. В результате в соответствии с (3)–(5) и (7) получаем следующую оценку величины спина активного галактического ядра PG 0007 + 106: $0,85 \leq a \leq 0,92$. Верхнее значение соответствует процессу Блэнфорда–Знаека [10], $\eta = \sqrt{5}$, а нижнее — гибридной модели Мейера [20], $\eta = 1$.

На основе вышеизложенной схемы определены спины АГЯ, входящих в выборку объектов, для которых были выполнены спектрополяриметрические наблюдения на БТА-6м [5]. Наблюдения осуществлялись с применением фокального редуктора светосилы SCORPIO в режиме спектрополяриметрии [6]. Обработка и анализ данных наблюдений проводились по стандартной методике с использованием специализированных программ. Список наблюдавшихся объектов и основные результаты наблюдений представлены в табл. 1 работы [5].

Конечно, определение величины спина существенно зависит, согласно (6), от величины магнитного поля в области последней устойчивой орбиты аккреционного диска, которая в свою очередь зависит от угла наклона i аккреционного диска к лучу зрения. Для ряда объектов из выборки работы [5], таких как PG 0157 + 001, PG 0844 + 349, PG 0953 + 414, PG 1116 + 215, угол наклона i определён в работе [28]. Любопытно, что для всех этих объектов угол наклона в пределах ошибок имеет довольно большое значение: $i \geq 60^\circ$. В расчётах для данных объектов мы использовали те значения углов наклона, которые представлены именно в работе [28]. Заметим также, что почти для всех объектов из каталога Паломар-

Таблица 2. Ограничения на величину спина сверхмассивной чёрной дыры в объектах нашей выборки

Объект (номер PG)	a	B_{in} , Гс	B_{h} , Гс
0007 + 106	0,850–0,920	$(5,4–9,4) \times 10^3$	$(3,0–5,9) \times 10^4$
0049 + 171	0,920–0,998	$(5,3–6,7) \times 10^3$	$(3,4–6,7) \times 10^4$
0157 + 001	0,830–0,998	$(3,7–8,0) \times 10^4$	$(1,2–5,9) \times 10^5$
0026 + 129	0,750–0,930	$(1,0–1,6) \times 10^4$	$(4,50–9,95) \times 10^5$
0804 + 761	0,660–0,830	$(0,9–1,2) \times 10^4$	$(3,2–6,2) \times 10^4$
0844 + 349	0,400–0,998	$(1,3–3,8) \times 10^5$	$(0,39–1,90) \times 10^6$
0953 + 414	0,600–0,960	$(0,50–1,65) \times 10^5$	$(1,65–9,70) \times 10^5$
1022 + 519	0,650–0,830	$(0,8–1,1) \times 10^5$	$(2,9–6,0) \times 10^5$
1116 + 215	0,600–0,750	$(2,8–3,5) \times 10^4$	$(0,84–1,56) \times 10^5$
2112 + 059	0,850–0,930	$(1,20–1,45) \times 10^4$	$(6,4–9,3) \times 10^4$
2130 + 099	0,550–0,650	$(1,7–1,9) \times 10^4$	$(5–7) \times 10^4$
2209 + 184	0,800–0,950	$(4,5–6,4) \times 10^3$	$(2,3–4,2) \times 10^4$
2214 + 139	0,850–0,985	$(0,9–1,5) \times 10^4$	$(0,5–1,0) \times 10^5$
2233 + 134	0,610–0,850	$(5–8) \times 10^4$	$(1,8–4,2) \times 10^5$

Грин (Palomar-Green (PG) catalog) в работе [28] величина угла наклона весьма близка к значению $i = 60^\circ$. Мы будем использовать данное значение для других объектов выборки, которые отсутствуют в [28].

Ограничения на величину спина сверхмассивной чёрной дыры в объектах нашей выборки представлены в табл. 2. Как следует из этой таблицы, значения спинов объектов из работы [5] не превышают величины 0,998, которая соответствует предельному значению спина для устойчивой чёрной дыры типа Керра, и не имеют значений менее 0,4.

В таблице 2 представлены соответствующие предельные значения величин магнитных полей на последней устойчивой орбите в аккреционном диске B_{in} и на горизонте событий чёрной дыры B_{h} . Переход от B_{in} к B_{h} осуществлён на основе результатов работы [22] (см. рис. 7 в [22]).

4. Заключение

На основе данных спектрополяриметрических наблюдений активных ядер галактик и квазаров, выполненных на БТА-6м, получены оценки значений спинов сверхмассивных чёрных дыр, входящих в состав наблюдаемых объектов. Оценки проводились на основе как спектрополяриметрических данных, так и данных о кинетической мощности релятивистских джетов. Существенным элементом полученных оценок является определение величины магнитного поля на последней устойчивой кеплеровской орбите в аккреционном диске, а также на горизонте событий сверхмассивной чёрной дыры.

Предложенная методика является существенным дополнением к общепринятому методу определения спинов сверхмассивных чёрных дыр, основанному на анализе спектральной формы линий железа в рентгеновском диапазоне.

Работа выполнена при поддержке программой Президиума РАН № 21 "Нестационарные явления в объектах Вселенной", программой ОФН РАН № 17 "Активные процессы в галактиках и внегалактических объектах" и грантом Президента РФ "Ведущие научные школы" НШ-1625.2012.2.

Список литературы

1. Бескин В С *УФН* **180** 1241 (2010) [Beskin V S *Phys. Usp.* **53** 1199 (2010)]
2. Gnedin Yu N, Silant'ev N A *Astrophys. Space Sci.* **102** 375 (1984)
3. Долгинов А З, Гнедин Ю Н, Силантьев Н А *Распространение и поляризация излучения в космической среде* (М.: Наука, 1979) [Dolginov A Z, Gnedin Yu N, Silant'ev N A *Propagation and Polarization of Radiation in Cosmic Media* (Amsterdam: Gordon and Breach Publ., 1995)]
4. Gnedin Yu N, Silant'ev N A *Astrophys. Space Phys. Rev.* **10** (1) 1 (1997)
5. Афанасьев В Л и др. *Письма в Астрон. журн.* **37** 333 (2011) [Afanasyev V L et al. *Astron. Lett.* **37** 302 (2011)]
6. Афанасьев В Л, Моисеев А В *Письма в Астрон. журн.* **31** 214 (2005) [Afanasyev V L, Moiseev A V *Astron. Lett.* **31** 194 (2005)]
7. Turnshek D A et al. *Astron. J.* **99** 1243 (1990)
8. Thorne K S *Astrophys. J.* **191** 507 (1974)
9. Penrose R *Riv. Nuovo Cimento* (1) 252 (1969), Numero Speciale
10. Blandford R D, Znajek R L *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **179** 433 (1977)
11. Fabian A C et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **238** 729 (1989)
12. Laor A *Astrophys. J.* **376** 90 (1991)
13. Patrick A R et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **411** 2353 (2011)
14. Patrick A R et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **416** 2725 (2011)
15. Brenneman L W, Reynolds C S *Astrophys. J.* **702** 1367 (2009)
16. Brenneman L W et al. *Astrophys. J.* **736** 103 (2011)
17. de La Calle Pérez I et al. *Astron. Astrophys.* **524** A50 (2010)
18. Daly R A *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **414** 1253 (2011)
19. Silant'ev N A et al. *Astron. Astrophys.* **507** 171 (2009)
20. Meier D L *Astrophys. J.* **522** 753 (1999)
21. Foschini L *Int. J. Mod. Phys. Conf. Ser.* **08** 172 (2012); arXiv: 1107.2785
22. Garofalo D *Astrophys. J.* **699** 400 (2009)
23. Соболев В В *Учен. зап. ЛГУ* (116) 1 (1949)
24. Chandrasekhar S *Radiative Transfer* (Oxford: Clarendon Press, 1950)
25. Mayer M, Pringle J E *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **368** 379 (2006)
26. Bonanno A, Urpin V *Astron. Astrophys.* **473** 701 (2007)
27. Novikov I D, Thorne K S, in *Black Holes* (Eds C DeWitt, B C DeWitt) (New York: Gordon and Breach, 1973) p. 343
28. Crummy J et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **365** 1067 (2006)

PACS numbers: 97.10.Bt, 97.80.Jp, 98.70.Qy
DOI: 10.3367/UFNr.0183.201307g.0752

Рентгеновские двойные и звездообразование

М.Р. Гильфанов

1. Введение

Прогресс рентгеновской астрономии привёл к появлению нового метода измерения темпа звездообразования в далёких галактиках — по их излучению в рентгеновском диапазоне [1, 2]. Рентгеновские наблюдения близких галактик продемонстрировали, что в отсутствие активного ядра, т.е. если темп аккреции на сверхмассивную чёрную дыру в центре галактики невелик, рентгеновское излучение галактики обусловлено главным образом рентгеновскими двойными. Исследования массивных рентгеновских двойных в нашей Галактике и в близких внешних галактиках обсерваториями Chandra, XMM-Newton (XMM — от англ. X-ray Multi-Mirror Mission), INTEGRAL (INTErnational Gamma-Ray Astrophysics Laboratory), ASCA (Advanced Satellite for Cosmology and Astrophysics), модулем "Квант" космической станции "Мир" и др. позволили откалибровать зависимость их популяции от темпа, с которым в галактике образуются молодые звёзды.

Как известно, нейтронные звёзды и чёрные дыры являются конечным продуктом эволюции звёзд, масса которых превышает $\approx (8 - 10) M_\odot$ (см., например, [3, 4]). Вследствие компактности этих объектов при аккреции вещества на них выделяется энергия, составляющая заметную долю от энергии покоя, $L_X = \eta \dot{M} c^2$, с эффективностью $\eta \sim 0,1 - 0,2$. В случае, если они входят в состав двойной звёздной системы, в которой компаньон (как правило, звезда главной последовательности, субгигант или гигант) либо заполняет свою полость Роша, либо интенсивно теряет массу за счёт звёздного ветра, аккреция вещества звезды-донора на релятивистский объект приводит к появлению яркого компактного источника рентгеновского излучения — рентгеновской двойной. Рентгеновские двойные принято подразделять по массе звезды-донора на два класса: массивные (High-Mass X-ray Binary — HMXB) и маломассивные (Low-Mass X-ray Binary — LMXB). Эти два класса разграничены

М.Р. Гильфанов. Институт космических исследований РАН,
Москва, РФ
E-mail: gilfanov@iki.rssi.ru

слабозаселённой полосой масс от $\sim 1 M_{\odot}$ до $\sim 5 M_{\odot}$, в которой практически отсутствуют яркие стационарные рентгеновские источники. Разница в массе звезды-донора определяет и разницу характерных временных шкал этих систем. В случае массивных доноров наиболее длинный временной масштаб, определяемый временем ядерной эволюции звезды, не превышает нескольких десятков миллионов лет [3]. Этот масштаб сравним с характерным временным масштабом эпизода звездообразования, поэтому естественно ожидать, что число таких систем в галактике будет пропорционально темпу её звездообразования SFR (Star Formation Rate) [1, 2, 5]:

$$N_{\text{НМХВ}}, L_{\text{X,НМХВ}} \propto \text{SFR}. \quad (1)$$

Эволюция маломассивных двойных, напротив, определяется темпом потери двойной системой орбитального углового момента либо временем ядерной эволюции маломассивной звезды, которое, как правило, лежит в диапазоне $\sim 1-10$ млрд лет [3]. Поэтому следует ожидать, что число таких систем определяется полной массой звёзд в галактике [6]:

$$N_{\text{ЛМХВ}}, L_{\text{X,ЛМХВ}} \propto M_{*}. \quad (2)$$

Классические методы измерения темпа звездообразования основаны на измерении суммарного излучения массивных звёзд. Благодаря их относительно короткому времени жизни количество массивных звёзд в галактике характеризует темп звездообразования. Излучение массивных звёзд может измеряться непосредственно в ультрафиолетовом диапазоне либо по эффекту его воздействия на межзвёздную среду, например по инфракрасному излучению пыли или излучению в линии H_{α} водорода, ионизованного первичным ультрафиолетовым излучением массивных звёзд. Связь между светимостью этого излучения и темпом образования массивных звёзд определяется теоретически с помощью моделей звёздного популяционного синтеза (см. обзор [7]).

Одна из главных трудностей традиционных методов связана с необходимостью введения поправки на поглощение излучения межзвёздной средой. Неопределённость параметров межзвёздной среды, её оптической толщи и содержания в ней пыли приводит к неопределённости доли первичного ультрафиолетового излучения, переработанного в инфракрасное излучение; в частности, эта доля может зависеть от типа галактики и удельного темпа её звездообразования. Другая трудность связана с космологическим красным смещением, приводящим к смещению частот излучения за пределы диапазонов, удобных для наблюдения, что затрудняет применение классических методов к далёким галактикам, расположенным на больших красных смещениях. Поэтому появление ещё одного метода, основанного на рентгеновском излучении аккрецирующих нейтронных звёзд и чёрных дыр, важно для проверки и кросскалибровки различных методов, а также для расширения диапазона их применимости.

Важной особенностью нового метода является то, что он существенно менее подвержен влиянию межзвёздного поглощения. Действительно, для того чтобы ослабить излучение на энергии 3 кэВ в два раза, требуется колонковая плотность водорода (интеграл плотности нейтрального газа вдоль луча зрения) $N_{\text{H}} \sim 5 \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$,

что соответствует гигантскому поглощению в оптическом диапазоне ($A_{\text{V}} \sim 30$).

Вследствие большой длины свободного пробега рентгеновских фотонов в разрежённом газе рентгеновское излучение звездообразующих галактик играет важную роль в тепловом и ионизационном балансе межгалактической среды в эпоху реионизации Вселенной, в частности в формировании излучения в линии 21 см водорода. Для расчётов процесса реионизации межгалактической среды излучением первых звёзд, галактик и квазаров и интерпретации наблюдений в линии 21 см водорода критически важными являются точное значение удельной рентгеновской светимости звездообразующих галактик L_{X}/SFR и её поведение при больших красных смещениях (см. обзор [8]).

Процесс формирования и эволюция рентгеновских двойных до сих пор не поддаются полному моделированию на основе "первых принципов". Ряд критически важных эволюционных стадий, таких как фаза общей оболочки, плохо исследованы, а многие начальные параметры, такие как распределение масс компаньонов и их орбитальных периодов, известны из наблюдений с ограниченной точностью. В теоретических расчётах популяционного синтеза (см. обзор [4]) эти величины параметризуются с помощью упрощённых моделей и параметров, таких как эффективность общей оболочки, предположения об однородном распределении отношения масс компаньонов и т.д. Наблюдения популяций рентгеновских двойных во внешних галактиках, измерение их удельной светимости и установление связи между числом источников и недавней историей звездообразования, измерение функций светимости рентгеновских двойных разных типов являются одним из немногих способов прямой проверки и калибровки теории эволюции двойных и моделей популяционного синтеза.

Для построения функции светимости рентгеновских двойных и калибровки соотношения между их светимостью и темпом звездообразования требуются интенсивные рентгеновские наблюдения близких и далёких галактик. Для того чтобы этот метод стал применимым при больших красных смещениях, необходимо исследовать зависимость этой калибровки от красного смещения. Такие наблюдения стали частью большой программы по исследованию рентгеновского излучения галактик разных морфологических типов (старых и молодых), осуществлённой авторами [1, 2, 6, 9–13]. В рамках этой программы по данным обсерваторий Chandra, GALEX (GALaxy Evolution EXplorer), Spitzer и HST (Hubble Space Telescope) и обзора неба 2MASS (Two Micron All Sky Survey) были исследованы в рентгеновском, ультрафиолетовом, далёком и ближнем инфракрасном диапазонах более 100 галактик различных морфологических типов, представляющих звёздное население разных возрастов и с разной историей звездообразования. Основные результаты этой работы изложены в данной статье.

2. Связь популяции рентгеновских двойных с темпом звездообразования и полной массой звёзд в галактике

Простая качественная картина связи популяций рентгеновских двойных со звездообразованием, представленная во введении, была сформулирована в 1970-е годы [5], а первые грубые подтверждения были получены в наблюдениях в начале 1990-х годов [14]. Однако точная

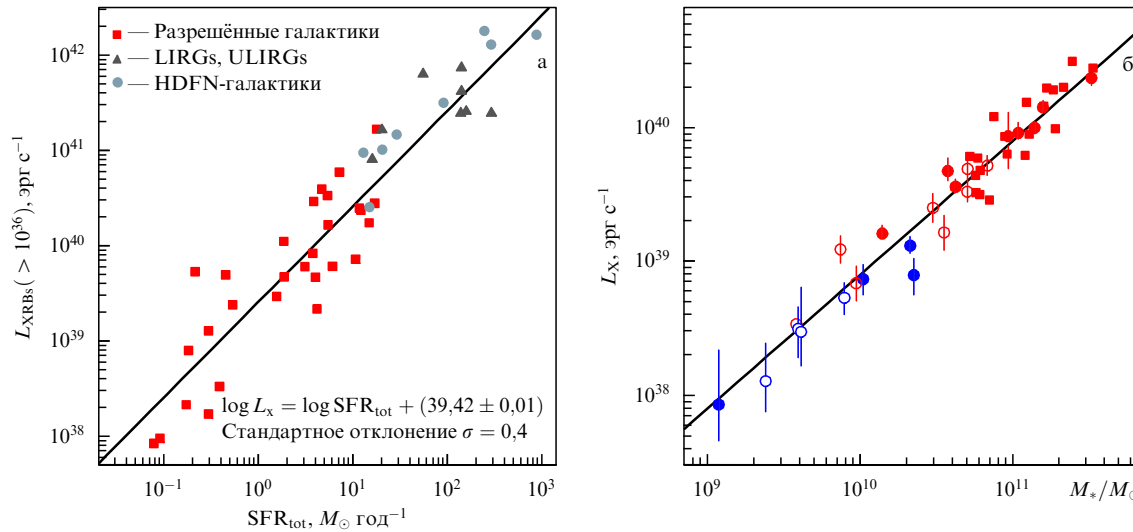


Рис. 1. Зависимость суммарной рентгеновской светимости рентгеновских двойных от темпа звездообразования и массы родительской галактики. (а) Данные для звездообразующих галактик, в молодом звёздном населении которых доминируют массивные рентгеновские двойные; размер популяции последних прямо пропорционален темпу звездообразования. Для сравнения также приведены данные для ярких и ультраярких инфракрасных галактик (LIRG — Luminous Infrared Galaxy, ULIRG — UltraLuminous Infrared Galaxy) (треугольники) и далёких звездообразующих галактик, задетектированных обсерваторией Chandra в глубоком обзоре поля HDFN (Hubble Deep Field North) (кружки). Эти галактики не разрешаются Chandra, поэтому для них показана полная светимость, включающая вклад неразрешённых компактных источников и диффузного излучения. (б) Данные для эллиптических галактик, в которых звездообразование прекратилось несколько миллиардов лет назад и остались только маломассивные рентгеновские двойные. Их популяция определяется полной звёздной массой родительской галактики. Прямыми линиями показана аппроксимация данных линейным законом. (По результатам наблюдений обсерватории Chandra, из работ [2, 6, 12].)

проверка теории стала возможной только с запуском рентгеновского спутника Chandra. Орбитальная обсерватория Chandra благодаря своему уникально высокому для рентгеновской астрономии угловому разрешению, $\approx 0,5$ угловых секунд, способна разрешать и исследовать популяции компактных рентгеновских источников во внешних галактиках на расстояниях вплоть до ~ 30 – 100 Мпк. Благодаря этому стало возможным произвести "перепись" рентгеновских двойных во внешних галактиках, подобно тому как это было сделано для Млечного Пути с помощью инструментов, имеющих существенно более грубое угловое разрешение [15, 16]. В частности, стало возможным получить функции светимости компактных источников и измерить их полную светимость, отделив её от вклада светимости диффузной межзвёздной среды.

Очевидно, что в звездообразующих галактиках, как правило, присутствует и относительно старое звёздное население, и маломассивные рентгеновские двойные, излучение которых не связано с текущим звездообразованием. Определить природу рентгеновской двойной (массивная или маломассивная) во внешней галактике с помощью оптических наблюдений практически невозможно, за исключением самых близких галактик. Так как вклады рентгеновских двойных этих двух типов пропорциональны темпу звездообразования и звёздной массе, для того чтобы минимизировать вклад маломассивных двойных, необходимо отбирать галактики с достаточно большим удельным темпом звездообразования. В работах [1, 2] показано, что в качестве такого порога следует взять величину $\text{SFR}/M_* \geq 10^{-10} \text{ год}^{-1}$.

Для анализа было отобрано около 30 близких галактик (расстояние $D \leq 40$ Мпк), наблюдавшихся спутником Chandra в рентгеновском диапазоне и спутниками GALEX и Spitzer в ультрафиолетовом и инфракрасном

диапазонах. По данным Chandra были определены светимости компактных рентгеновских источников, их число, функция светимости и полная светимость, а по наблюдениям в ультрафиолетовом и инфракрасном диапазонах — темп звездообразования, как описано в работе [2]. Полученная зависимость показана на рис. 1а. Из рисунка видно, что действительно наблюдается прямая пропорциональность между суммарной светимостью массивных рентгеновских двойных и темпом звездообразования в галактике. Аппроксимация данных степенным законом в виде $\log L_X = \log K + \beta \log \text{SFR}$ даёт наилучшее значение наклона $\beta = 1,01 \pm 0,11$, т.е. полностью совместимое с единицей [2].

Аналогично мы отобрали около 30 близких галактик раннего типа (в основном эллиптических), возраст звёздного населения которых превышает несколько миллиардов лет, поэтому популяция компактных источников состоит из маломассивных рентгеновских двойных. На основе этой выборки мы исследовали связь между суммарной светимостью маломассивных рентгеновских двойных и звёздной массой галактики M_* . Результат показан на рис. 1б, из которого видно, что и в этом случае данные полностью совместимы с линейным законом $L_X \propto M_*$ [6].

Таким образом, на основе наблюдений спутником Chandra большой выборки близких галактик были получены следующие соотношения для рентгеновской светимости и числа массивных (HMXB) и маломассивных (LMXB) рентгеновских двойных:

$$L_{X, \text{HMXB}} \approx 2,5 \times 10^{39} \text{ SFR}, \quad N_{\text{HMXB}} \approx 13 \text{ SFR}, \quad (3)$$

$$L_{X, \text{LMXB}} \approx 1,0 \times 10^{39} \frac{M_*}{10^{10} M_\odot}, \quad N_{\text{LMXB}} \approx 14 \frac{M_*}{10^{10} M_\odot}, \quad (4)$$

где L_X — полная рентгеновская светимость рентгеновских двойных данного типа в диапазоне 0,5–8,0 кэВ, N_X — число рентгеновских двойных со светимостью, превышающей $L_X \geq 10^{37}$ эрг с⁻¹, SFR — темп звездообразования в единицах $M_\odot$ год⁻¹, M_* — звёздная масса галактики [1, 2, 6].

3. Временная эволюция популяции массивных рентгеновских двойных

Простые соображения, следующие из теории формирования и эволюции двойных систем, говорят о том, что связь между популяцией рентгеновских двойных и звездообразованием должна быть более сложной, чем линейное соотношение (3). Действительно, время жизни даже самых массивных звёзд массой $\sim 100 M_\odot$ составляет ≥ 3 млн лет. Этим определяется момент образования первых чёрных дыр в галактике. Очевидно, что рентгеновские двойные не могут возникнуть раньше, чем появятся первые компактные объекты. С другой стороны, время жизни звезды массой $8 M_\odot$ — наименее массивной звезды, эволюция которой может привести к формированию нейтронной звезды, — составляет ≈ 40 млн лет. Максимальный временной масштаб эволюции массивных двойных определяется временем жизни звёзд с массой $\sim 5 M_\odot$, которое составляет ~ 100 млн лет [17]. Таким образом, естественно ожидать, что после вспышки звездообразования популяция массивных рентгеновских двойных будет эволюционировать в течение ~ 100 млн лет.

Число рентгеновских двойных, активных в некоторый момент времени t , определяется суммарным вкладом систем разных возрастов, согласно недавней истории звездообразования, SFR($t - \tau$), и функцией $\eta_{\text{НМХВ}}(\tau)$, описывающей зависимость числа рентгеновских двойных от времени τ , прошедшего с момента звездообразования:

$$N_{\text{НМХВ}}(t) = \int \text{SFR}(t - \tau) \eta_{\text{НМХВ}}(\tau) d\tau. \quad (5)$$

Очевидно, что разные звёздные скопления в галактике будут иметь разную историю звездообразования, поэтому на масштабах отдельных областей звездообразования соотношение (3) не выполняется и пространственное распределение массивных рентгеновских двойных не коррелирует с индикаторами звездообразования, например с распределением излучения в линии H_α [18, 19]. Существование универсальных соотношений (3) является следствием усреднения функции $\eta_{\text{НМХВ}}(\tau)$ по областям звездообразования разного возраста. По крайней мере часть амплитуды разброса точек в наблюдаемом соотношении $L_X - \text{SFR}$ (см. рис. 1) связана с различиями в распределении звёздного населения по возрастам, т.е. с различиями в недавних историях звездообразования (другая часть разброса, по-видимому, связана с различием в металличности [2]).

Сравнивая пространственное распределение массивных рентгеновских двойных с пространственно разрешённой историей звездообразования в галактике, можно экспериментально определить функцию $\eta_{\text{НМХВ}}(\tau)$. Это впервые было сделано в работе [10], в которой на основе данных фотометрического обзора Магеллановых Облаков [20] построена пространственно разрешённая история звездообразования Малого Магелланова Об-

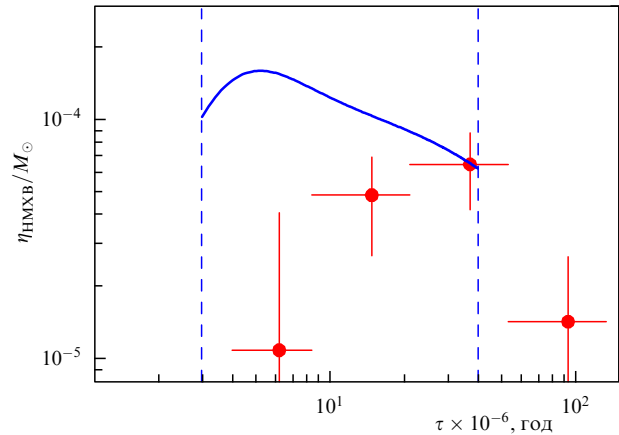


Рис. 2. Зависимость числа массивных рентгеновских двойных от времени, прошедшего с момента вспышки звездообразования, полученная по результатам рентгеновских и оптических наблюдений Малого Магелланова Облака. Число массивных рентгеновских двойных нормировано на массу образовавшихся массивных звёзд с $M_* \geq 8 M_\odot$. Сплошная кривая соответствует модели, основанной на темпе вспышек сверхновых. Две вертикальные линии показывают моменты образования первой чёрной дыры и последней нейтронной звезды в популяции, рассчитанные в рамках стандартной теории эволюции одиночных звёзд. (Из работы [10].)

лака, а из данных рентгеновских наблюдений обсерватории XMM-Newton определено пространственное распределение массивных рентгеновских двойных в галактике. Посредством решения обратной задачи, задаваемой уравнением (5), была получена её функция Грина $\eta_{\text{НМХВ}}(\tau)$, изображённая на рис. 2. Полученная зависимость заметно отличается от поведения темпа вспышек сверхновых II типа и соответствует общим соображениям, высказанным выше, — число массивных рентгеновских двойных достигает максимума через 20–50 млн лет после всплеска звездообразования, т.е. значительно позднее, чем максимум темпа вспышек сверхновых. Это, очевидно, связано с эволюцией звезды-компаньона, время жизни которой может достигать ~ 100 млн лет для одиночной звезды массой $\sim 5 M_\odot$ (без учёта эффектов эволюции в двойной системе).

При интерпретации этих результатов следует иметь в виду, что функция $\eta_{\text{НМХВ}}(\tau)$ зависит от пороговой светимости, с которой производился отбор рентгеновских источников. В анализе Штыковского и Гильфанова [10] использовалась выборка с низким порогом светимости, в которой доминируют слабые источники, преимущественно системы типа Be/X, а системы с чёрными дырами и О/В-донорами отсутствуют. Вследствие достаточно пологой функции светимости (см. ниже) именно последние определяют полную светимость типичной звездообразующей галактики (см. рис. 1). Ввиду более короткого времени жизни более массивных О/В-звёзд характерное время эволюции таких систем меньше, соответственно пик их популяции будет расположен на более ранних временах, т.е. функция $\eta_{\text{НМХВ}}(\tau)$ для более ярких источников будет иметь другую форму. К сожалению, экспериментальное определение этой функции на примере Магеллановых Облаков невозможно из-за их малого темпа звездообразования и отсутствия источников большой светимости (см. раздел 6), а аналогичный анализ для галактик с большим темпом звездообразова-

ния затруднён из-за сложностей определения пространственно разрешённой истории звездообразования в удалённых галактиках.

4. Функции светимости рентгеновских двойных

Уникально высокое угловое разрешение обсерватории Chandra позволяет построить функции светимости рентгеновских двойных в галактиках, а её чувствительность позволяет исследовать объекты со светимостью вплоть до $\sim 10^{35} - 10^{36}$ эрг с^{-1} . Наблюдения большого числа близких галактик, расположенных на расстояниях до $\sim 30 - 50$ Мпк, показали, что функции светимости компактных источников в разных галактиках имеют приблизительно одинаковую форму, различаясь лишь нормировкой. Формы функции светимости в старых и молодых галактиках различаются, а нормировка пропорциональна темпу звездообразования и звёздной массе соответственно. Такое позволяет в первом приближении говорить о существовании универсальных функций светимости массивных и маломассивных рентгеновских двойных. Усреднённые функции светимости изображены на рис. 3.

Из рисунка 3 видно, что функции светимости массивных и маломассивных двойных радикально различаются по форме. Такое различие связано с разным механизмом перетекания вещества в рентгеновских двойных этих двух типов. В большинстве массивных рентгеновских двойных компактный объект аккрецирует вещество из звёздного ветра от массивной звезды-донора. В этом случае функция рентгеновской светимости двойных главным образом определяется их распределением по массам звезды-донора [21], что приводит к формированию

степенного распределения [1, 2]:

$$\frac{dN_{\text{HMXB}}}{dL_X} \propto \text{SFR } L_X^{-1,6}. \quad (6)$$

В случае маломассивных двойных главным механизмом переноса массы является перетекание вещества звезды донора через внутреннюю точку Лагранжа двойной системы и функция светимости таких систем определяется главным образом распределением орбитальных параметров двойных систем. Это приводит к формированию функции светимости сложной формы с двумя изломами при $\log L_X \sim 38,5$ и $\log L_X \sim 37,0 - 37,5$. Первый излом, который расположен вблизи эддингтоновской светимости для нейтронной звезды, по всей вероятности, связан с существованием предельной светимости аккрецирующей нейтронной звезды. Компактный объект в системах с более высокой светимостью является чёрной дырой, число которых в популяции заметно меньше. Природа второго излома на функции светимости пока окончательно не выяснена. Одно из возможных объяснений предложено в работе [22]. Проанализировав выборку маломассивных двойных в нашей Галактике, авторы [22] обратили внимание на то, что доноры в системах с более низкой светимостью, $\log L_X \leq 37,0 - 37,5$, преимущественно являются звёздами главной последовательности, а в более ярких источниках — звёздами-гигантами. Сравнительно малое время жизни последних и может приводить к укрупнению функции светимости.

5. Ультраяркие рентгеновские источники

Удивительным является тот факт, что функция светимости массивных рентгеновских двойных продолжается до значений $\log L_X \sim 40,0 - 40,5$ без изменения наклона (см. рис. 3). В частности, в отличие от функций светимости маломассивных рентгеновских двойных, эта функция не имеет заметных особенностей при значениях светимости, соответствующих эддингтоновскому пределу для нейтронной звезды ($\log L_X \sim 38,3$) и чёрной дыры ($\log L_X \sim 39,0 - 39,5$). С другой стороны, функция светимости обрывается при $\log L_X \approx 40,0 - 40,5$ (рис. 4), что соответствует эддингтоновскому пределу для объекта массой $\sim (50 - 100) M_\odot$.

Как хорошо известно, в ходе стандартной звёздной эволюции при солнечном обилии элементов максимальная масса чёрной дыры ограничена величиной $\approx (10 - 15) M_\odot$, а формирование более массивных чёрных дыр с массой $\sim 100 M_\odot$ и более возможно лишь при нулевом содержании металлов [23]. Принципиально возможно, что наиболее яркие источники связаны с аккрецией на такие чёрные дыры промежуточной массы, возникшие в результате эволюции звёзд так называемого населения III — первых звёзд во Вселенной, образовавшихся при больших красных смещениях в веществе с первичным обилием элементов при практически полном отсутствии металлов. Относительная частота таких систем должна быть значительно меньше, чем обычных массивных рентгеновских двойных с нейтронными звёздами и чёрными дырами звёздной массы, поэтому на функции светимости должен возникнуть скачок при переходе к чёрным дырам с промежуточной массой [1]. Однако функция светимости описывается степенным законом с одним и тем же наклоном во всём наблюдаемом интервале светимостей, вплоть до $\log L_X \sim 40$ (см. рис. 3, 4). Поэтому, вероятнее всего, системы, для ко-

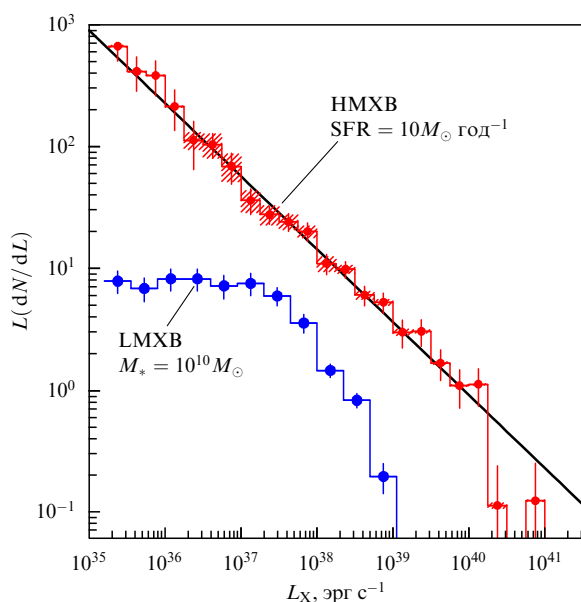


Рис. 3. Функции светимости компактных рентгеновских источников в звездообразующих (т.е. молодых, помеченных как HMXB) и эллиптических (старых, помеченных как LMXB) галактиках. В звездообразующих галактиках доминирующими в популяции компактных источников являются массивные рентгеновские двойные, в то время как в старых галактиках доминируют маломассивные рентгеновские двойные. Функции светимости нормированы на темп звездообразования $\text{SFR} = 10 M_\odot \text{год}^{-1}$ и звёздную массу $M_* = 10^{10} M_\odot$ соответственно. (По данным работ [2, 6].)

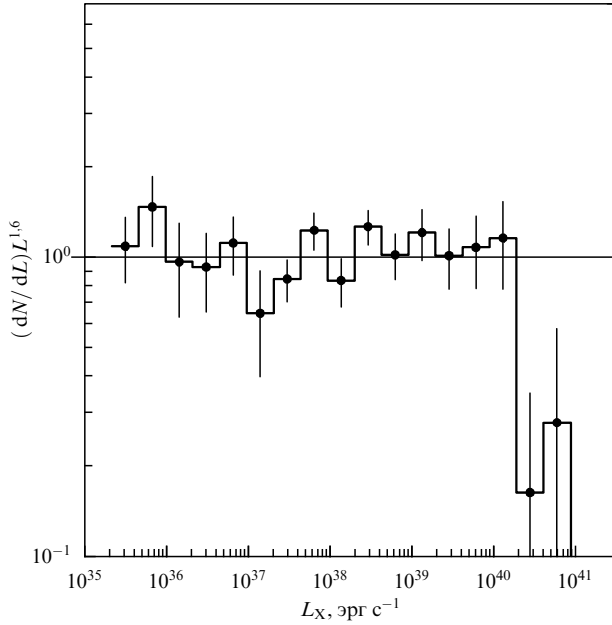


Рис. 4. Детальная форма функции светимости компактных рентгеновских источников в звездообразующих галактиках. Изображено отношение функции светимости к степенному закону с наклоном 1,6. Нормировка произвольная. (По данным работы [2].)

торых $\log L_X \lesssim 40$, всё-таки являются "обычными" чёрными дырами звёздной массы, представляя собой "хвост" распределения по массам и темпам аккреции. Заметим, что превышение эддингтоновского предела светимости в несколько раз вполне допускается в стандартных моделях аккреции [1, 24, 25]. Обрыв функции светимости на $\log L_X \geq 40,5$ (см. рис. 4) может соответствовать переходу к другой популяции рентгеновских источников. Немногочисленные известные источники с более высокими светимостями, $\log L_X \geq 40,5$, могут быть более экзотическими объектами, например чёрными дырами промежуточной массы — продуктами эволюции первичных звёзд.

В заключение подчеркнём, что, хотя такая картина и кажется вполне вероятной, сколь-нибудь существенных фактов, её подтверждающих, пока нет. Несмотря на интенсивные исследования ультраярких источников во всех доступных диапазонах спектра, их загадка до сих пор остаётся нерешённой [25].

6. Существование предельной светимости источников в популяции и линейность соотношения L_X – SFR

Отметим парадоксальный, на первый взгляд, факт: существование линейной связи между суммарной рентгеновской светимостью массивных двойных и темпом звездообразования является прямым следствием наличия обрыва на функции светимости [26]. Это связано с особенностями распределения плотности вероятности для суммы светимостей объектов, распределённых в соответствии с соотношением (6).

Если измеряемая величина является суммой светимостей конечного числа дискретных источников (в отличие, например, от светимости, измеряемой в случае газа):

$$L_{\text{tot}} = \sum_{k=1}^{k=N} L_k, \quad (7)$$

то интуитивно очевидное соотношение

$$\langle L_{\text{tot}} \rangle = \int_0^{+\infty} L \frac{dN}{dL} dL \propto \text{SFR} \quad (8)$$

не описывает результата измерения светимости произвольно выбранной галактики. Наиболее вероятное значение светимости случайно выбранной галактики предсказывается максимумом функции распределения вероятности $p(L_{\text{tot}})$ (так называемая мода распределения вероятности), тогда как математическое ожидание, определённое уравнением (8), описывает результат усреднения светимостей большого числа галактик. Очевидно, что для симметричного распределения, например гауссова, эти две величины совпадают. Однако распределение $p(L_{\text{tot}})$ определяется формой функции светимости и может быть сильно асимметричным.

Рассмотрим следующий пример. Наиболее вероятное значение светимости самого яркого источника $\tilde{L}_{\text{max}}$ определяется соотношением

$$N(L > \tilde{L}_{\text{max}}) = \int_{\tilde{L}_{\text{max}}}^{+\infty} \frac{dN}{dL} dL \sim 1. \quad (9)$$

Для степенной функции светимости с наклоном α и обрывом на L_{cut} получаем

$$\begin{aligned} \tilde{L}_{\text{max}} &\propto \text{SFR}^{1/(\alpha-1)} \text{ при малых SFR,} \\ \tilde{L}_{\text{max}} &= L_{\text{cut}} \text{ при больших SFR.} \end{aligned} \quad (10)$$

Как и следовало ожидать, светимость наиболее яркого источника возрастает с увеличением темпа звездообразования (чем больше источников в выборке, тем выше вероятность наличия в ней ярких источников, расположенных в хвосте функции распределения). Однако светимость не может превысить предельной светимости L_{cut} , поэтому при больших значениях SFR возрастание $\tilde{L}_{\text{max}}$ прекращается. Эти два режима разделены пороговым значением темпа звездообразования, которое определяется соотношением $N(L \sim L_{\text{cut}}) \sim 1$, — при выполнении последнего соотношения ожидается наличие нескольких источников со светимостями, близкими к максимально возможной величине L_{cut} .

Наиболее вероятное значение полной светимости $\tilde{L}_{\text{tot}}$ можно вычислить, интегрируя функцию светимости от L_{min} до $\tilde{L}_{\text{max}}$:

$$\tilde{L}_{\text{tot}} \approx \int_{L_{\text{min}}}^{\tilde{L}_{\text{max}}} \frac{dN}{dL} L dL. \quad (11)$$

В случае $1 < \alpha < 2$ и $L_{\text{min}} \ll \tilde{L}_{\text{max}}$ получаем

$$\tilde{L}_{\text{tot}} \propto \begin{cases} \text{SFR}^{1/(\alpha-1)} & \text{при малых SFR,} \\ \text{SFR} & \text{при больших SFR.} \end{cases} \quad (12)$$

При наклоне функции светимости $1 < \alpha < 2$ полная светимость галактики определяется ярчайшими источниками в галактике, светимость которых при малых темпах звездообразования возрастает нелинейно (см. соотношение (12)). Это приводит к нелинейному поведению $\tilde{L}_{\text{tot}}$, которое продолжается до тех пор, пока не будет достиг-

нута максимально возможная светимость $L_{\text{свт}}$. Дальнейшее увеличение темпа звездообразования приводит к линейному возрастанию числа ярчайших источников в галактике, но не к увеличению их светимости. Соответственно зависимость L_X от SFR становится линейной. Отметим, что нелинейный режим характеризуется большой асимметричной дисперсией. Эта задача подробно рассмотрена в работе [26].

Для параметров функции светимости массивных двойных при малых темпах звездообразования следует ожидать выполнения соотношения $L_X \propto \text{SFR}^{1,7}$, а переход к линейному режиму происходит при $\text{SFR} \sim 10 M_\odot \text{ год}^{-1}$. Однако на рис. 1 такой нелинейной зависимости при малых SFR практически не видно. Это связано с тем, что при малых темпах звездообразования на рис. 1 преобладают близкие галактики, выборка которых не является случайной. Эти галактики были выбраны для наблюдений, потому что они по какой-либо причине представлялись интересными "рентгеновским" астрономам (например, ввиду наличия в них ярких рентгеновских источников), т.е. сказался так называемый эффект наблюдателя (observer bias). В других, более объективных, выборках галактик нелинейная зависимость L_X от SFR хорошо видна, например, в работах [1, 26]. Выборка галактик в глубоких обзорах обсерватории Chandra объективна (выбраны все звездообразующие галактики в некотором поле), но во всех них $\text{SFR} \geq 10 M_\odot \text{ год}^{-1}$, что соответствует линейному режиму зависимости L_X от SFR.

Важно отметить, что согласие нормировок соотношения L_X —SFR для близких галактик, отобранных из архива направленных наблюдений, и галактик из глубоких обзоров Chandra, во-первых, говорит о том, что "эффект наблюдателя" не приводит к заметному смещению общей нормировки в этом соотношении. Во-вторых, линейная зависимость L_X от SFR при $\text{SFR} \geq 10 M_\odot$ в год свидетельствует о том, что функция светимости рентгеновских двойных имеет обрыв при $\log L_X \leq 40-41$. В третьих, это доказывает, что максимальная светимость ультраярких источников при красных смещениях $z \sim 1$ и темпах звездообразования $\text{SFR} \sim 100 M_\odot$ в год не превышала заметно светимостей, наблюдаемых в локальной Вселенной, т.е. при тех условиях не существовало значительной популяции экзотических объектов, сравнимой по численности с "обычными" массивными рентгеновскими двойными.

7. Следствия для теории эволюции двойных

Наблюдения популяций рентгеновских двойных во внешних галактиках открывают возможность экспериментальной проверки предположений, лежащих в основе теории формирования и эволюции двойных. Очевидно, что одним из наиболее прямых способов такой проверки является сравнение наблюдаемого числа рентгеновских двойных и их функции светимости с предсказаниями расчётов методом популяционного синтеза.

С другой стороны, можно сформулировать несколько простых следствий из экспериментальных результатов, представленных выше. При известной связи между числом массивных рентгеновских двойных и темпом звездообразования оценим долю компактных объектов, проходящих через фазу рентгеновской активности за счёт аккреции вещества в массивной двойной системе. Из наших наблюдений известно, что число рентгеновских

двойных со светимостью, превышающей $10^{35} \text{ эрг с}^{-1}$,

$$N_{\text{НМХВ}}(> 10^{35} \text{ эрг с}) \approx 135 \text{ SFR}. \quad (13)$$

С другой стороны, их число можно выразить через темп образования компактных объектов $\dot{N}_{\text{co}}$ и среднее время жизни рентгеновского источника $\bar{\tau}_X$:

$$N_{\text{НМХВ}} \sim \dot{N}_{\text{co}} \sum_k f_{X,k} \tau_{X,k} \sim \dot{N}_{\text{co}} f_X \bar{\tau}_X. \quad (14)$$

Темп образования компактных объектов примерно равен темпу образования массивных звёзд: $\dot{N}_{\text{co}} \approx \dot{N}_*(M > 8 M_\odot)$. Предполагая, что начальная функция масс звёзд описывается функцией Солпитера, получаем

$$\dot{N}_*(M > 8 M_\odot) \approx 7,4 \times 10^{-3} \text{ SFR}. \quad (15)$$

Суммирование в уравнении (14) производится по разным типам двойных, например по системам со сверхгигантами, системам типа Be/X и др. Величина $f_{X,k}$ представляет собой долю образовавшихся в галактике компактных объектов, которые стали рентгеновскими источниками за счёт аккреции в системах данного типа; $\tau_{X,k}$ соответственно является продолжительностью их рентгеновской фазы. Величина $f_X = \sum_k f_{X,k}$ равна полной доле компактных объектов, ставших рентгеновскими источниками, а $\bar{\tau}_X$ — средняя продолжительность их рентгеновской фазы.

Из теории эволюции двойных известно, что для систем со сверхгигантами $\tau_X \sim 10^4$ лет, а для Be/X-систем $\tau_X \sim 10^5$ лет. Из наблюдений нашей Галактики и галактик Магеллановы Облака мы знаем, что большинство массивных рентгеновских двойных с небольшой светимостью, которые вносят основной вклад в число источников в соотношении (13), являются Be/X-системами [27]. Если это верно для звездообразующих галактик в целом, то характерным значением является $\bar{\tau}_X \sim 10^5$ лет, таким образом,

$$f_X \sim 0,18 \left(\frac{\bar{\tau}_X [\text{год}]}{10^5} \right)^{-1}. \quad (16)$$

Величина f_X представляет собой долю компактных объектов, которые становятся рентгеновскими источниками за счёт аккреции в массивных двойных системах в течение около 100 млн лет после формирования. Так как при подсчёте числа рентгеновских двойных в соотношении (13) мы использовали низкий порог светимости, доминирующий вклад в это число вносят Be/X-системы, в которых компактный объект является нейтронной звездой. Поэтому f_X характеризует эффективность формирования рентгеновских двойных с нейтронными звёздами.

Для того чтобы оценить эффективность формирования ярких источников, связанных с аккрецией на чёрные дыры, повторим вычисления, приведённые выше, для порога светимости $10^{39} \text{ эрг с}^{-1}$, заметно превышающего эддингтоновский предел светимости для нейтронной звезды. При этом в выражении (15) увеличим порог массы до $25 M_\odot$, т.е. до минимального значения начальной массы звезды, соответствующего формированию чёрной дыры. Также учтём, что ярчайшие источники, по всей видимости, содержат доноры-сверхгиганты, для

которых характерная продолжительность рентгеновской фазы составляет $\sim 10^4$ лет. В результате получим следующее соотношение:

$$f_X^{\text{ULX}} \sim 3,5 \times 10^{-2} \left(\frac{\bar{\tau}_X [\text{год}]}{10^4} \right)^{-1}. \quad (17)$$

Таким образом, порядка нескольких процентов всех чёрных дыр, образующихся в галактике, становятся яркими рентгеновскими источниками, обеспечивая популяцию ультраярких рентгеновских источников со светимостью $\geq 10^{39}$ эрг с^{-1} . Отметим, что при выводе соотношений (16) и (17) мы предполагали, что начальная функция масс звёзд описывается функцией Солпитера, хотя хорошо известно, что в области малых масс, $M \leq M_\odot$, начальная функция является более полой. Это было сделано для того, чтобы обеспечить согласованность с определением темпа звездообразования, который по общепринятому соглашению также нормируется на начальную функцию масс Солпитера [7].

Очевидно, что должно выполняться соотношение

$$f_X \leq f_{\text{bin}}(m_2 \geq 5M_\odot), \quad (18)$$

где $f_{\text{bin}}(m_2 \geq 5M_\odot)$ — доля двойных систем, в которых масса компаньона превышает $5M_\odot$. Это позволяет получить ограничения на распределение масс звёзд-доноров в массивных двойных системах. Во-первых, можно сразу исключить, что их распределение описывается функцией масс Солпитера, независимой от массы первичной звезды. Действительно, в этом случае доля двойных систем с массой компаньона более $5M_\odot$ составила бы $f(m > 5M_\odot) \approx 5,5 \times 10^{-3}$, т.е. была бы в ~ 40 раз меньше, чем значение $f_X \sim 0,2$, определённое соотношением (16). Рассматривая степенные распределения масс с произвольным наклоном, $\psi(m) \propto m^{-\gamma}$, и предполагая $f_X = 0,2$, из соотношения (18) получаем ограничения на наклон функции масс: $\gamma < 0,3$, т.е. существенно более пологое распределение, чем определяемое функциями масс Круппы или Солпитера, имеющими при больших массах наклон $\approx 2,35$. Соотношение (18) также совместимо с плоским распределением отношения масс компонентов двойной системы [2].

В заключение отметим, что аналогичные рассуждения, применённые к маломассивным рентгеновским двойным, приводят к чрезвычайно низкой эффективности образования таких объектов: $f_{X, \text{LMXB}} \sim 10^{-6}$ [2]. Это должно быть в основном связано с разрушением значительной доли маломассивных двойных систем при взрыве сверхновой звезды в процессе формирования компактного объекта.

8. Вклад звездообразующих галактик в космический рентгеновский фон.

Эволюция отношения L_X/SFR

Глубокие обзоры с рентгеновских спутников показали, что около 80–90 % яркости космического рентгеновского фона обеспечивается излучением сверхмассивных чёрных дыр, аккрецирующих в активных ядрах галактик и квазарах [28]. Хотя при чувствительности, достигнутой в самых глубоких обзорах обсерватории Chandra, $F_X \approx 10^{-17}$ эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$, звездообразующие галактики составляют менее $\approx 1/4$ всех источников, экстраполяция кривых подсчётов источников показывает, что в обзорах,

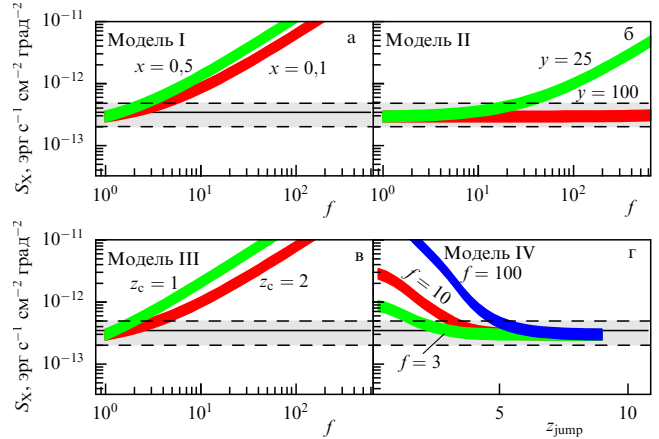


Рис. 5. Рентгеновский поток от звездообразующих галактик. Горизонтальной сплошной прямой показан уровень неразрешённого фона, затемнённая область, ограниченная штриховыми прямыми, показывает интервал ошибок на уровне вероятности 68 %. Разные кривые соответствуют различным предположениям об эволюции отношения $c_X = L_X/\text{SFR}$ с красным смещением: скачок $c_X \rightarrow f c_X$ при $\text{SFR} \leq x$ (а), $\text{SFR} \geq y$ (б), $z \geq z_c$ (в), $z \geq z_{\text{jump}}$ (г). (Из работы [29].)

в 2–5 раз более глубоких, звездообразующие галактики станут доминирующим классом объектов [28]. Поэтому их излучение должно вносить заметный вклад в яркость космического рентгеновского фона, сравнимый с его пока неразрешённой частью.

Эту долю можно вычислить теоретически, если известны удельная рентгеновская светимость при звездообразовании $c_X(z) = L_X/\text{SFR}$ и темп образования звёзд во Вселенной при разных красных смещениях $\dot{\rho}_*(z)$:

$$S_{\text{tot}} = \frac{1}{4\pi} \frac{c}{H_0} \int_0^{z_{\text{max}}} \frac{dz}{(1+z)^2 E(z)} \dot{\rho}_*(z) c_X(z), \quad (19)$$

где $E(z) = \sqrt{\Omega_m(1+z)^3 + \Omega_\Lambda}$. Такие вычисления, сделанные в работе [29], показали, что вклад звездообразующих галактик в космический рентгеновский фон в мягком рентгеновском диапазоне 1–2 кэВ составляет $\sim 8–12\%$. Результат для более жёсткого диапазона (2–8 кэВ) лежит в интервале от нескольких процентов до $\sim 20\%$, в зависимости от предположений о форме спектра ультраярких источников при энергиях $\sim 20–30$ кэВ, которая в настоящее время неизвестна. Таким образом, вклад звездообразующих галактик, по крайней мере в мягком рентгеновском диапазоне, близок к яркости неразрешённого космического рентгеновского фона.

Очевидно, что этот факт можно использовать для ограничения возможной эволюции удельной рентгеновской светимости при звездообразовании L_X/SFR с красным смещением. Действительно, если бы галактики, расположенные на больших красных смещениях, имели более высокое значение L_X/SFR , то их суммарная яркость превысила бы яркость неразрешённого фона, что невозможно. Это проиллюстрировано на рис. 5, где показан вклад звездообразующих галактик в яркость фона при разных предположениях о зависимости отношения L_X/SFR от красного смещения или темпа звездообразования. Из рисунка видно, что даже относительно небольшое, примерно в два раза, увеличение значения L_X/SFR при $z \approx 2$ или при малых SFR приведёт к тому, что предсказываемый вклад звездообразующих галактик в яркость космического рентгеновского фона пре-

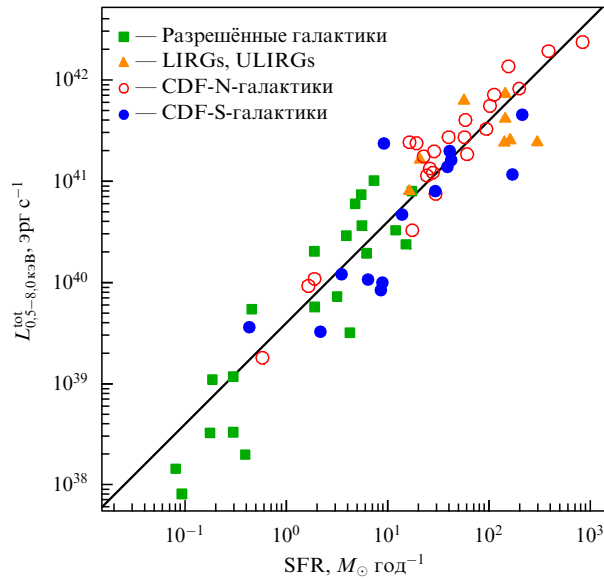


Рис. 6. Зависимость *полной* рентгеновской светимости звездообразующих галактик от темпа звездообразования. Разными символами изображены близкие галактики, разрешаемые обсерваторией Chandra (квадраты), яркие и ультраяркие инфракрасные галактики (треугольники) и звездообразующие галактики в Северном (светлые кружки) и Южном (тёмные кружки) глубоких полях обсерватории Chandra (Chandra Deep Field North (CDF-N), Chandra Deep Field South (CDF-S)). Последние расположены на красных смещениях $z \approx 0,1-1,3$. Сплошной прямой показана аппроксимация данных для близких галактик линейным законом. (Из работы [13].)

высит его неразрешённую часть. Таким образом, в этом интервале красных смещений удельная рентгеновская светимость звездообразования не превышала значения в локальной Вселенной более чем в ~ 2 раза. Этот вывод хорошо согласуется с выводом о свойствах ультраярких источников при $z \sim 1-2$, сделанным в разделе 6. С другой стороны, такие соображения не накладывают заметных ограничений на поведение L_X/SFR при больших значениях темпа звездообразования или больших красных смещениях, $z \geq 5$. Отметим, что режим высоких темпов звездообразования достаточно хорошо ограничен прямыми измерениями соотношения $L_X - \text{SFR}$ (рис. 6).

9. Измерение темпа звездообразования по рентгеновскому излучению галактики

Помимо рентгеновских двойных, вклад в полную светимость галактики в рентгеновском диапазоне вносит горячий ионизованный газ с температурой в несколько миллионов градусов. Рентгеновские двойные и газ определяют рентгеновскую светимость галактики при отсутствии в ней активного ядра. Как показали наблюдения близких галактик обсерваторией Chandra, газ обеспечивает около 1/4 наблюдаемого рентгеновского излучения звездообразующей галактики в диапазоне энергий 0,5–8,0 кэВ, а его светимость пропорциональна темпу звездообразования, так же как и светимость массивных рентгеновских двойных [30]. Очевидно, что в далёких галактиках, расположенных на расстояниях более чем 100 Мпк, отделить излучение компактных источников от диффузного излучения газа невозможно, поэтому в наблюдениях будет регистрироваться полная рентгеновская светимость галактики. Как и следовало ожидать,

полная рентгеновская светимость галактики пропорциональна темпу звездообразования [13]. Этот факт проиллюстрирован на рис. 6, на котором изображены как близкие галактики, разрешаемые обсерваторией Chandra, так и далёкие галактики, обнаруженные обсерваторией Chandra в глубоких обзорах Южного и Северного полей [28, 31] на красных смещениях $z \sim 0,1-1,3$. На рисунке также показана аппроксимация этих данных линейным законом. Отметим, что результаты аппроксимации для близких галактик и для галактик в глубоких полях обсерватории Chandra полностью совместимы, поэтому можно говорить о существовании общего линейного закона, связывающего рентгеновскую светимость галактики и её темп звездообразования при красных смещениях вплоть до величины, по крайней мере, $z \approx 1,3$. Разброс точек относительно линейного закона (среднее квадратичное отклонение — root mean square (rms)) составляет $\text{rms} \approx 0,4$. Как показано в работе [2], этот разброс не связан с систематическими или статистическими ошибками, а имеет физическую природу, и главным образом вызван вариациями обилия элементов и различиями в недавней истории звездообразования галактик.

Существование корреляции между полной рентгеновской светимостью и темпом звездообразования открывает принципиальную возможность измерения темпа звездообразования галактики по её рентгеновскому излучению:

$$\text{SFR} = \frac{L_X}{3,5 \times 10^{39} \text{ эрг с}^{-1}} M_{\odot} \text{ год}^{-1}. \quad (20)$$

Это соотношение откалибровано в результате прямых наблюдений в интервале красных смещений $z = 0-1,3$. Анализ вклада рентгеновских двойных в космический рентгеновский фон позволяет сделать вывод о том, что оно применимо при красных смещениях вплоть до $z \sim 2-3$ [29]. Отметим, что будущий обзор всего неба телескопом eROSITA (extended ROentgen Survey with an Imaging Telescope Array) обсерватории "Спектр-Рентген-Гамма" позволит исследовать соотношение (20) на основе выборки из $\approx 10^4$ звездообразующих галактик [32].

Главным источником систематических ошибок при использовании соотношения (20) для измерения темпа звездообразования в галактиках является вклад излучения сверхмассивной чёрной дыры. Наличие активного ядра галактики с вполне умеренной светимостью $L_X \sim 10^{42} \text{ эрг с}^{-1}$ способно скомпрометировать измерение темпа звездообразования даже для интенсивно звездообразующей галактики с $\text{SFR} \sim 100 M_{\odot} \text{ год}^{-1}$. Так как излучение ярких галактик, как правило, обусловлено активностью ядра, измерение темпа звездообразования по рентгеновскому излучению возможно лишь для относительно небольшой доли ярких галактик после тщательного исследования на предмет наличия активности ядра и определения морфологического типа галактики. С другой стороны, из глубоких рентгеновских обзоров известно [28, 31], что подавляющее большинство слабых галактик, с потоком $F_X \leq 10^{-17} \text{ эрг с}^{-1}$, являются звездообразующими галактиками, расположенными на красных смещениях $z \sim 1-3$. Для этих галактик рентгеновское излучение является мощным средством диагностики звездообразования, и указанный метод может

быть применён к большому числу галактик с целью построения истории звездообразования Вселенной. Один из первых примеров успешного применения этого метода представлен в работе [33].

10. Заключение

Рентгеновское излучение подавляющего большинства галактик в наблюдаемой Вселенной обеспечивается рентгеновскими двойными — аккрецирующими нейтронными звёздами и чёрными дырами в двойных звёздных системах. Их популяции определяются полной историей звездообразования родительской галактики, в первом приближении — её массой и темпом образования новых звёзд.

Наблюдения близких галактик обсерваториями Chandra и XMM-Newton продемонстрировали, что распределения рентгеновских двойных по светимости в первом приближении описываются универсальными функциями светимости (см. рис. 3). Общее число компактных источников и их суммарная светимость в звездообразующих (молодых) и эллиптических (старых) галактиках пропорциональны темпу звездообразования и звёздной массе соответственно (см. рис. 1). Формы функций светимости компактных объектов в молодых и старых галактиках кардинально различаются, что связано с различными режимами переноса массы, преобладающими в массивных и маломассивных рентгеновских двойных. Функция светимости массивных рентгеновских двойных описывается степенным законом с наклоном $\approx 1,6$ в широком интервале светимостей, $\log L_X \sim 35-40$. В ней отсутствуют особенности при значениях светимости, соответствующих эддингтоновским пределам для нейтронной звезды и чёрной дыры звёздной массы, но есть обрыв при $\log L_X \sim 40,0-40,5$ (см. рис. 4). Форма функции светимости свидетельствует о том, что большинство ультраярких рентгеновских источников является продуктом стандартной эволюции двойных звёздных систем, представляя собой хвост распределения по массам и темпам аккреции. Значительно более редкие источники с более высокой светимостью, $\log L_X \geq 40-41$, могут быть более экзотическими объектами, например чёрными дырами с промежуточной массой — продуктом эволюции массивных звёзд населения III. Линейность соотношения L_X-SFR в широком интервале красных смещений свидетельствует о том, что функция светимости компактных рентгеновских источников при красных смещениях $z \sim 1$ и темпах звездообразования, в несколько сотен раз превышающих значения, типичные для близких галактик, несильно отличалась от локальной.

Удельное число массивных рентгеновских двойных в пересчёте на единичный темп звездообразования свидетельствует о том, что значительная доля компактных объектов становится рентгеновскими источниками за счёт аккреции вещества массивной звезды-донора в первые ~ 100 млн лет после образования (см. соотношение (16)). Этим объясняется неожиданно большой ($\sim 8-10\%$) вклад аккрецирующих чёрных дыр звёздной массы в яркость космического рентгеновского фона.

Существование универсальной связи между рентгеновским излучением галактики и темпом, с которым в ней образуются массивные звёзды, открывает возможность измерения темпа звездообразования по рентгеновской светимости. Соотношение L_X-SFR имеет сравнительно небольшую дисперсию, и оно откалибровано в

широком интервале красных смещений и темпов звездообразования, что позволяет говорить о появлении нового метода определения темпа звездообразования, основанного на измерении рентгеновской светимости галактик. Этот метод независим от традиционных способов диагностики звездообразования, основанных на измерении излучения в инфракрасном и ультрафиолетовом диапазонах спектра. Одним из его применений может оказаться измерение темпа звездообразования в далёких галактиках, при $z \sim 1-3$, которые станут доминирующей популяцией рентгеновских источников в будущих глубоких обзорах нового поколения. Это может стать эффективным методом исследования истории звездообразования во Вселенной в широком интервале красных смещений.

Список литературы

- Grimm H-J, Gilfanov M, Sunyaev R *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **339** 793 (2003)
- Mineo S, Gilfanov M, Sunyaev R *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **419** 2095 (2012)
- Verbunt F, van den Heuvel E P J, in *X-Ray Binaries* (Cambridge Astrophys. Ser., 26, Eds W H G Lewin, J van Paradijs, E P J van den Heuvel) (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1995) p. 457
- Postnov K A, Yungelson L R *Living Rev. Relativity* **9** 6 (2006)
- Sunyaev R A, Tinsley B M, Meier D L *Comments Mod. Phys. C Comments Astrophys.* **7** (6) 183 (1978)
- Gilfanov M *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **349** 146 (2004)
- Kennicutt R C (Jr.) *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **36** 189 (1998)
- Furlanetto S R, Peng Oh S, Briggs F H *Phys. Rep.* **433** 181 (2006)
- Gilfanov M, Grimm H-J, Sunyaev R *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **347** L57 (2004)
- Штыковский П Е, Гильфанов М Р *Письма в Астрон. журн.* **33** 492 (2007) [Shtykovskiy P E, Gilfanov M R *Astron. Lett.* **33** 437 (2007)]
- Voss R, Gilfanov M *Astron. Astrophys.* **447** 71 (2006)
- Zhang Z, Gilfanov M, Bogdán Á *Astron. Astrophys.* **546** A36 (2012)
- Mineo S, Gilfanov M, Lehmer B, Sunyaev R *Mon. Not. R. Astron. Soc.* (2013), in press
- David L P, Jones C, Forman W *Astrophys. J.* **388** 82 (1992)
- Grimm H-J, Gilfanov M, Sunyaev R *Astron. Astrophys.* **391** 923 (2002)
- Lutovinov A et al. *Astron. Astrophys.* **444** 821 (2005)
- Hurley J R, Pols O R, Tout C A *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **315** 543 (2000)
- Shtykovskiy P, Gilfanov M *Astron. Astrophys.* **431** 597 (2005)
- Штыковский П Е, Гильфанов М Р *Письма в Астрон. журн.* **33** 340 (2007) [Shtykovskiy P E, Gilfanov M R *Astron. Lett.* **33** 299 (2007)]
- Zaritsky D et al. *Astron. J.* **123** 855 (2002)
- Постнов К А *Письма в Астрон. журн.* **29** 424 (2003) [Postnov K A *Astron. Lett.* **29** 372 (2003)]
- Revnivtsev M, Postnov K, Kuranov A, Ritter H *Astron. Astrophys.* **526** A94 (2011)
- Zhang W, Woosley S E, Heger A *Astrophys. J.* **679** 639 (2008)
- Shakura N I, Sunyaev R A *Astron. Astrophys.* **24** 337 (1973)
- Фабрика С Н и др. *УФН* **176** 339 (2006) [Fabrika S N et al. *Phys. Usp.* **49** 324 (2006)]
- Gilfanov M, Grimm H-J, Sunyaev R *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **351** 1365 (2004)
- Liu Q Z, van Paradijs J, van den Heuvel E P J *Astron. Astrophys.* **455** 1165 (2006)
- Lehmer B D et al. *Astrophys. J.* **752** 46 (2012)
- Dijkstra M, Gilfanov M, Loeb A, Sunyaev R *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **421** 213 (2012)
- Mineo S, Gilfanov M, Sunyaev R *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **426** 1870 (2012)
- Xue Y Q et al. *Astrophys. J. Suppl.* **195** 10 (2011)
- Прокопенко И Г, Гильфанов М Р *Письма в Астрон. журн.* **35** 330 (2009) [Prokopenko I G, Gilfanov M R *Astron. Lett.* **35** 294 (2009)]
- Cowie L L, Barger A J, Hasinger G *Astrophys. J.* **748** 50 (2012)

PACS numbers: 07.87.+v, 96.12.-a, 96.30.Gc
DOI: 10.3367/UFNr.0183.201307h.0762

Спектроскопия Марса с космических аппаратов: новые методы, новые результаты

О.И. Кораблёв

1. Современная проблематика Марса

После прорывной миссии Viking (1972 г.) и длительного перерыва в исследованиях Марса, вызванного, с одной стороны, негативным результатом экспериментов по обнаружению жизни, с другой — серией неудач космических проектов, в наше время Марс интенсивно и, казалось бы, всесторонне исследуется космическими аппаратами (КА). Сейчас на орбите вокруг Марса работают спутники Mars Odyssey (с 2001 г.) [1], Mars Express (с 2003 г.), Mars Reconnaissance Orbiter (MRO) (с 2005 г.) [2]. На поверхности ещё подаёт признаки жизни ровер Opportunity [3] и недавно начал работу ровер Curiosity [4].

К числу ключевых результатов, полученных после экспедиции Viking, прежде всего на космических аппаратах Mars Global Surveyor (MGS) (1998–2006 гг.) Mars Odyssey и Mars Express, относятся: открытие остаточной намагниченности коры Марса [5], глобальная альтиметрия Марса и построение его фигуры [6], глобальное картографирование Марса и датировка его геологических единиц [7, 8], открытие и глобальное картирование подпочвенной воды [9, 10] и др. Тем не менее ряд важнейших научных проблем, связанных как с фундаментальными вопросами, так и с задачами будущего освоения Марса, ещё ожидают решения или находятся в процессе накопления и уточнения знаний.

Можно выделить три основные группы научных проблем: 1) внутреннее строение планеты и вулканизм; 2) эволюция климата и современный климат планеты; 3) обитаемость планеты как в прошлом, так и в настоящем.

Современные модели внутреннего строения Марса не могут ответить на вопросы о толщине коры и её составе, о составе мантии (насколько мантия Марса обогащена железом по сравнению с мантией Земли) и её неоднородностях, о размерах и строении ядра Марса [11]. На Марсе имеется множество следов вулканической активности, в том числе самый большой вулкан в Солнечной системе — гора Олимп, которая достигает 25 км в высоту и имеет диаметр в основании до 600 км, обнаружены также, по видимому ископаемые, выходы термальных вод [12]. Однако самые свежие кальдеры вулканов по метеоритной датировке имеют возраст более 100 млн лет [13], а картирующий радиометр теплового диапазона на КА Mars Observer, специально предназначенный для поиска "горячих точек", не обнаружил ни одной из них [14]. Есть ли следы конвекции мантии и признаки вулканизма в настоящее время?

Разрежённая атмосфера Марса не снижает важности климата как ключевого фактора, определяющего усло-

вия на поверхности и во многом сформировавшего её современный рельеф. Мониторинг климатических параметров имеет фундаментальное значение и является необходимым для разработки стратегии освоения Марса. Но наибольший интерес, связанный, в первую очередь, с гипотезами раннего тёплого Марса и возможностью возникновения биосферы в прошлые эпохи, вызывает проблема глобальных климатических изменений на планете. К настоящему времени установлены две основные группы таких изменений, относящихся к различным шкалам времени. Ископаемые долины, русла рек, целые дренажные системы охватывают обширные области планеты, указывая на существование обильной жидкой воды на поверхности [15]. Возраст таких форм рельефа достигает 3,5 млрд лет [7]. Фигура планеты глобально несимметрична, и всё северное полушарие, представляющее собой низину [16], по одной из гипотез [17] было заполнено океаном. Жидкая вода на поверхности оставила следы и в минералах, которые могли сформироваться только при её наличии [18, 19]. С другой стороны, многие из наблюдаемых долин являются скорее результатом эрозионной деятельности ледников, а не жидкой воды [20]. Возраст этих форм ледниковой эрозии значительно меньше, и есть замечательно молодые образования [13].

Моделирование небесно-механических параметров планеты показало, что Марс подвержен значительным колебаниям наклона оси (от 15° до 47°) [21]. Эти циклы с характерным периодом около 50000 лет аналогичны циклам Миланковича на Земле, но выражены гораздо сильнее, так как Луна оказывает стабилизирующее действие на наклон земной оси, а Марс более подвержен влиянию Юпитера. На колебания оси накладываются медленные вариации эксцентриситета орбиты Марса вокруг Солнца, что в совокупности приводит к значительным [22] изменениям инсоляции и, возможно, оледенениям большей части поверхности планеты [23]. Запасы воды в мантии практически неограниченны [24, 25], и в моменты усиливающейся вулканической активности может происходить пополнение запасов воды на поверхности. Таким образом, вода и ледники являются важнейшими факторами, определяющими современный облик поверхности планеты.

Какие процессы определяют перенос воды по планете, где она сохраняется в межледниковые периоды, такие как при современном наклоне оси 23,5°, и какова скорость её современной диссипации?

Поверхность Марса исключительно враждебна к существованию жизни: экстремальные температуры, ультрафиолетовое излучение, наличие активных окислителей предопределяют её практическую стерильность. С другой стороны, период раннего тёплого Марса, начавшийся предположительно после прекращения катастрофической бомбардировки и закончившийся другой, неизвестной, катастрофой, инициировавшей угасание магнитного поля, потерю атмосферы и похолодание, мог длиться до 700–800 млн лет. За это время на планете могли возникнуть или могли быть занесены на неё живые организмы. Поиск ископаемых следов жизни в марсианских метеоритах пока не дал однозначных результатов. Но способность живых форм приспосабливаться к самым экстремальным условиям на Земле позволяет предположить возможность их выживания в защищённых нишах вплоть до нашего времени. В пользу суще-

ствования таких оазисов в пределах относительной доступности говорят многочисленные наблюдения жидкой воды на поверхности [26–28]. Условия на поверхности Марса близки к условиям тройной точки воды, и в тёплое время суток вследствие таяния обнажающейся мерзлоты образуются короткие ручьи с сужающимися руслами, как в аридных районах на Земле. Но наиболее мощным толчком к исследованиям марсианской экзобиологии послужило открытие метана в атмосфере. Этот вопрос подробнее рассматривается в разделе 6.

Каковы были условия на раннем Марсе, достаточно ли силен был парниковый эффект для того, чтобы поддерживать условия раннего "тёплого и влажного" Марса? Сколько в действительности продолжался этот период, и насколько разрушительной была катастрофа, приведшая к его окончанию? Возможно ли обнаружение жизни или её следов на поверхности? Насколько достоверны измерения биогенных газов, и свидетельствуют ли они о современной биологической активности?

2. Задачи оптической спектроскопии в исследованиях Марса

Методы оптической спектроскопии, применяемые для исследования как атмосферы, так и поверхности Марса, в настоящее время являются одним из основных, если не главным, источником информации, получаемой дистанционно. Наиболее освоен "оптический" диапазон спектра электромагнитного излучения, от ультрафиолетового (УФ) диапазона (1000–2000 Å) до "теплого" инфракрасного (ИК) диапазона (25–50 мкм). Исследования ведутся с наземных обсерваторий в основном в окнах прозрачности в среднем ИК-диапазоне, а также в микроволновом диапазоне, с орбитальных обсерваторий, в УФ-диапазоне (Hubble Space Telescope) и дальнем ИК-субмиллиметровом диапазоне (Herschel Space Observatory), но главным образом — с космических аппаратов, находящихся на орбитах вокруг Марса.

Для исследования поверхности наиболее информативен диапазон отражённого солнечного излучения, соответствующий ближнему и среднему ИК-диапазонам (1–5 мкм). Диапазон отражённого солнечного излучения включает в себя полосы основных породообразующих минералов и является оптимальным для поиска гидратированных минералов, глин, осадочных пород. Эти данные гораздо легче поддаются интерпретации по сравнению с полученными в тепловом ИК-диапазоне. По мере движения КА вдоль орбиты строится изображение поверхности, каждой точке которого соответствует спектр. Таким исследованиям благоприятствует тонкая атмосфера Марса, оставляющая доступным для анализа практически весь спектральный диапазон, за исключением нескольких участков, на которых преобладает атмосферное поглощение. С другой стороны, поверхность Марса почти повсеместно покрыта слоем тонкозернистой пыли однородного состава. Это несколько снижает диагностический потенциал минералогического картирования. Съёмка в ИК-диапазоне позволяет исследовать глобальное и местное распространение породообразующих минералов, вулканических пород и продуктов выветривания и ответить на ключевые вопросы, связанные с вулканизмом и историей климата.

Атмосферные исследования проводятся в широком спектральном диапазоне. УФ-наблюдения позволяют

исследовать верхнюю атмосферу, возбуждённые состояния молекул, распределения некоторых газов, например озона. В ближнем и среднем ИК-диапазонах хорошо измеряются водяной пар и многие малые составляющие, в том числе метан. CO₂-атмосфера позволяет дистанционно проводить достаточно точные измерения давления. В тепловом диапазоне спектра возможен мониторинг термического состояния атмосферы: измерение спектров 15-микрометровой полосы CO₂ позволяет восстановить профили температуры на высотах от 0 до 50–60 км. При высоком спектральном разрешении детектируются малые атмосферные газы. Для исследования атмосферного аэрозоля, включая пылевую и конденсационные (H₂O и CO₂) составляющие, необходимо использовать максимально широкий спектральный диапазон. Атмосферные наблюдения проводятся в надир (как и исследования поверхности), в том числе на ночной стороне планеты, а также на лимбе и в конфигурации солнечных затмений, что позволяет наблюдать большие атмосферные массы. Спектральные исследования атмосферы являются главным источником данных для климатического мониторинга, для объяснения химических процессов в атмосфере и позволяют детектировать малые атмосферные составляющие, в том числе, возможно, вулканического и биологического происхождения.

3. Спектральные исследования Марса

Спектральные измерения начались на самой ранней стадии исследования Марса космическими аппаратами. Спектрометры УФ- и ИК-диапазонов были установлены на КА Mariner-6 и -7 [29, 30], спектрофотометры и спектрополяриметры — на КА Марс-2, -3 и -5 [31–35]. Во время этих пролётных и коротких орбитальных миссий 1971–1973 гг. были получены первые данные о структуре и составе атмосферы, а также температуре поверхности. На КА Mariner-9, проработавшем на орбите вокруг Марса 11 месяцев (в 1971–1972 гг.) был исследован сезонный цикл озона в УФ-диапазоне [36] и получен ряд других результатов в ИК-диапазоне [37]. В космической экспедиции Viking спектральные наблюдения в ближнем ИК-диапазоне позволили исследовать сезонный цикл водяного пара [38], а радиометрические наблюдения в тепловом ИК-диапазоне — термическую структуру атмосферы и провести мониторинг температуры поверхности [39, 40] в течение двух лет.

После длительного перерыва в исследованиях Марса космическими аппаратами непродолжительная орбитальная миссия "Фобос-2" (1988–1989 гг.) позволила получить ряд пионерских результатов. Космический эксперимент TES (Thermal Emission Spectrometer) на КА MGS дал относительно немного данных о поверхности планеты, но позволил провести мониторинг основных климатических параметров (температура атмосферы, содержание аэрозоля, водяного пара) в течение трёх марсианских лет. Радиометр высокого пространственного разрешения THEMIS (Thermal Emission Imaging System) на КА Mars Odyssey провёл глобальное картирование тепловой инерции грунта и позволил сделать ряд важных выводов относительно геологии Марса. Как упоминалось, следов действующей геотермальной или вулканической активности обнаружено не было.

Наиболее полно спектральными приборами оснащён КА Европейского космического агентства (ЕКА)

Таблица. Спектральные исследования Марса орбитальными космическими аппаратами после миссии Viking

Программа	Прибор	Спектральный диапазон, мкм	Спектральное разрешение	Разрешение на поверхности	Основные результаты
"Фобос-2", 1989 г.	ИСМ – КРФМ*	0,315–0,600 0,8–3,1	30 нм 50 нм	20 × 30 км	Минералогическое картирование ограниченного района, породообразующие минералы [44]
	ТЕРМОСКАН	0,60–0,95 8,5–12,0	— —	2 км	Первое картирование тепловой инерции поверхности [45]
	"Огюст"	0,22–0,43 0,76, 0,94 1,9, 3,7	10–30 нм — 2–3 нм	—	Вертикальные профили аэрозоля и водяного пара [46–48]
Mars Global Surveyor, 1997–2004 гг.	TES	5,8–50,0	6, 12 см ⁻¹	3 км	Глобальное минералогическое картирование, вулканические породы, локально обнаружен гематит, не обнаружены карбонаты, глины и сульфаты [49]. Мониторинг климата Марса [50]
Mars Odyssey, с 2001 г.	THEMIS	0,45–0,85 6,5–15,0	5 полос 9 полос	100 м	Глобальное картирование тепловой инерции поверхности [14]
Mars Express, с 2003 г.	OMEGA	0,35–1,00 1,0–2,5 2,5–5,1	7 нм 14 нм 20 нм	0,3–5,0	Глобальное минералогическое картирование, локально обнаружены гидратированные минералы, глины и сульфаты [51]
	PFS	2–40	2 см ⁻¹	> 9 км	Открытие метана в атмосфере [52]
	SPICAM	0,118–0,320 0,9–1,7	1 нм 3,5 см ⁻¹	> 1 × 50 км > 4 км	Многочисленные атмосферные результаты (см. текст)
Mars Reconnaissance Orbiter, с 2005 г.	CRISM	0,362–3,920	6,6 нм/пиксел	18 м	Подтверждение результатов OMEGA, локально обнаружены карбонаты, серпентин [53, 54]
	MCS	16,5–42,1	9 полос	5 км, лимб 1,0 × 1,7 км	Вертикальная структура атмосферы и аэрозоля [55–57]
* Искусственный спутник Марса – Комбинированный радиометр-спектрофотометр.					

Mars Express. Запущенный в 2003 г., этот космический аппарат решает задачи, планировавшиеся ещё в российском проекте Марс-96. Все три спектральных прибора проекта созданы с существенным российским участием. Основные результаты, полученные с помощью этих приборов, приведены в разделах 4–7.

Роверы Spirit и Opportunity, доставленные на поверхность Марса в 2003 г., оснащены фурье-спектрометрами Mini-TES теплового ИК-диапазона [41]. Оптический вход каждого из приборов, расположенный на мачте, может быть ориентирован в любом направлении. Предназначенный в основном для выбора интересных образцов и планирования движения марсоходов эксперимент Mini-TES дал ряд важных самостоятельных результатов, в том числе касающихся приповерхностного слоя атмосферы [42, 43].

Наконец, КА MRO оснащён гиперспектральной системой высокого пространственного разрешения CRISM (Compact Reconnaissance Imaging Spectrometer for Mars). Этот прибор по принципу работы близок прибору OMEGA на КА Mars Express, и мы рассмотрим их результаты совместно в разделе 4. На MRO установлен также лимбовый радиометр MCS (Mars Climat Sounder) для наблюдения вертикальных профилей атмосферы в полосах CO₂, H₂O и аэрозоля.

Основные результаты спектральных наблюдений Марса после миссии Viking со ссылками на ключевые работы приведены в таблице.

4. Спектральное картирование с орбиты и история климата Марса

Эксперимент OMEGA на борту КА ЕКА Mars Express предназначен для картирования состава поверхности планеты с разрешением 0,3–5,0 км. Прибор регистрирует отражённое солнечное излучение в видимом и инфракрасном диапазонах. Поле зрения прибора, соответствующее 1 пикселу, составляет 1,2 мрад; сканирование поперёк вектора орбитальной скорости позволяет картировать полосу шириной от 45 км (из периферии орбиты) до 600 км на поверхности планеты. Каждой точке полученного таким образом изображения соответствует спектр в области длин волн 0,35–5,10 мкм (см. таблицу). Прибор разработан и создан для проекта Марс-96 во Франции под руководством Ж.-П. Бибринга; сканер прибора и входная оптика изготовлены в Институте космических исследований (ИКИ) РАН. Название эксперимента OMEGA (аббревиатура от франц. — Observatoire pour la Minéralogie, l'Eau, les Glaces et l'Activité) предполагает, что эксперимент призван распознавать, помимо состава поверхности, минералогии, различные состояния воды (лёд, гидратированные минералы, углекислотный лёд) для исследования взаимодействия атмосфера–поверхность (циклы воды и углекислого газа), формирования и развития коры планеты, образования и возможности сохранения обитаемых зон.

Впервые глобальное минералогическое картирование Марса с разрешением 3 км было проведено в тепловом ИК-диапазоне в эксперименте TES/MGS [49]. Были

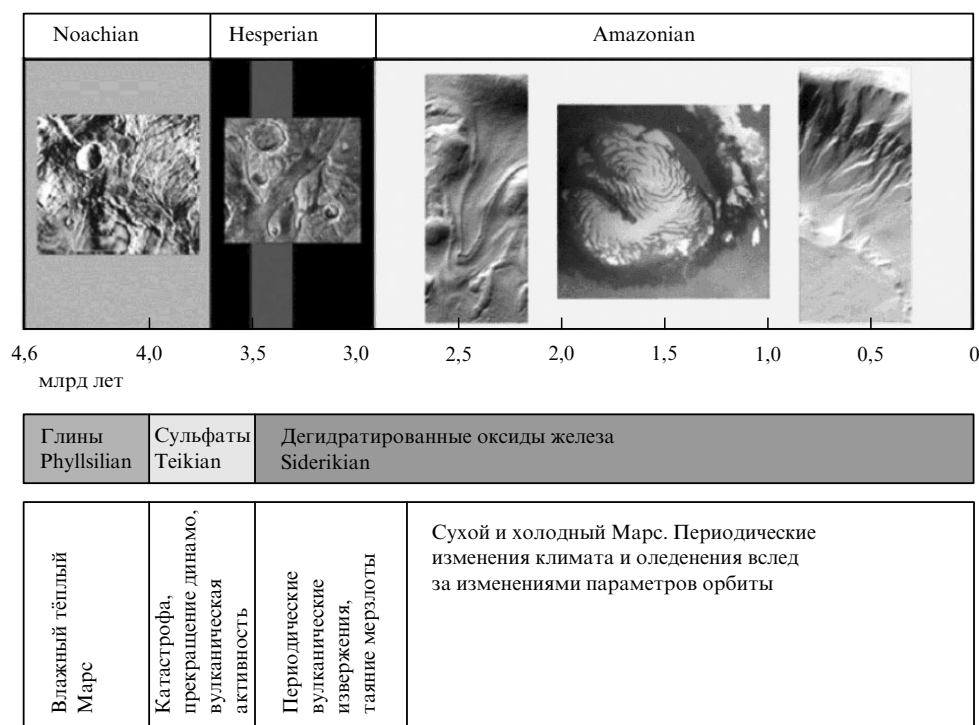


Рис. 1. (а) Классическая хронология Марса: ноахийская эпоха (Noachian), характеризующаяся высоким уровнем метеоритной бомбардировки и вулканической активности, а также следами активности воды на поверхности; гесперийская эпоха (Hesperian), во время которой продолжалась вулканическая активность и происходили катастрофические наводнения; амазонская, современная эпоха (Amazonian). (б) Хронология, основанная на геохимии продуктов выветривания [51].

определены основные составляющие поверхности: базальты, характерные для южных древних возвышенностей, и андезиты на более молодых северных равнинах. "Влажное" прошлое планеты было подтверждено локальным детектированием гематита — минерала, формирующегося при наличии воды в умеренных климатических условиях или в геотермальных водах. Осадочные породы, карбонаты, и результат химического выветривания, глины, обнаружены не были, что позволило сделать выводы о доминировании в истории Марса сухого холодного климата. Также не были обнаружены сульфаты, свидетели вулканической активности.

Более информативный спектральный диапазон и на порядок лучшее пространственное разрешение в эксперименте OMEGA позволили картировать значительно более разнообразный состав поверхности и сделать ключевые выводы об истории климата Марса. Железосодержащие породообразующие силикатные минералы были обнаружены и картированы в обоих полушариях. По полосе 1,9 мкм идентифицированы гидратированные минералы — филлосиликаты. Эти продукты выветривания в присутствии воды, сорт глин, были обнаружены лишь на ограниченных участках, совпадающих с обнажениями древних кратеров. В то же время их не оказалось в окрестностях кратеров, предположительно вскрывающих уровень вечной мерзлоты, а также в местностях со следами древних русел. Филлосиликаты не были обнаружены и на более молодых северных вулканических равнинах. Последнее служит подтверждением того, что выветривание в этот период истории планеты происходило в отсутствие воды. Гидратированные сульфаты найдены во многих местах, обычно совпадающих со

светлыми отложениями. Карбонаты, поглотившие на Земле основной запас атмосферного CO₂, в эксперименте обнаружены не были.

Совокупность новых данных, полученных в эксперименте OMEGA, с использованием новых хронологических оценок [7] позволила сделать важные выводы об эволюции климата Марса (рис. 1). Так, две широко распространённые группы гидратированных минералов, филлосиликаты и сульфаты, образовались в существенно разные периоды: глины, формирование которых требует наличия обильной воды, — в ранний период ноахийского периода, а сульфаты, формирующиеся в кислой и, скорее всего, достаточно сухой среде, образовались позднее — около 4–3,5 млрд лет назад [58]. Таким образом, период "раннего тёплого" Марса мог закончиться раньше, чем предполагает классическая хронология. В дальнейшем Марс оставался сухим и активность на его поверхности была сильно ограничена, что позволило медленным процессам окисления и выветривания сформировать современный облик планеты [51].

Загадка карбонатов на Марсе была решена позднее. Для их уверенной идентификации потребовалось ещё большее пространственное и спектральное разрешение прибора CRISM/MRO [59]. Древние карбонаты, в которых, возможно, захоронена ранняя атмосфера Марса, наблюдаются в ограниченных районах, на склонах долин и метеоритных кратеров [53].

5. Атмосфера и климат Марса по результатам Mars Express

Ещё два прибора на борту KA Mars Express — SPICAM и PFS — предназначены в основном для исследования

атмосферы и климата планеты. Так же как и OMEGA, приборы SPICAM и PFS унаследованы от КА Марс-96. При этом прибор PFS/Mars Express стал фактически копией своего предшественника, а массу нового прибора SPICAM пришлось уменьшить почти на порядок, что потребовало применения при его создании совершенно новых подходов.

Прибор SPICAM (SPectroscopy for the Investigation of the Characteristics of the Atmosphere of Mars) представляет собой комбинацию двух спектрометров, УФ- и ИК-диапазона, предназначенных для зондирования атмосферы Марса различными способами: наблюдения отражённого и рассеянного солнечного излучения в надир, на лимбе, а также исследование вертикальной структуры и профилей состава атмосферы в режиме звёздных и солнечных затмений. В процессе затмения излучение звезды или Солнца ослабляется атмосферой, что позволяет непосредственно измерять её пропускание на лимбе [60]. Спектрометр УФ-диапазона (118–320 нм) (см. таблицу), построенный по классической схеме, имеет всего две отражающие поверхности: зеркало коллиматора и дифракционную решётку. В фокусе зеркала находится щель спектрометра, удаляемая при наблюдениях звёзд. Спектр формируется на матричном детекторе с усилителем изображения, вторая координата которого используется для грубого картирования [61]. Спектрометр ИК-диапазона (1,0–1,7 мкм) построен по принципу акустооптического перестраиваемого фильтра (АОПФ) [62], впервые применённого нами на межпланетных космических аппаратах. При разрешающей силе $\lambda/\Delta\lambda \approx 1800$ прибор имеет массу менее 1 кг [63, 64]. Прибор SPICAM создан во Франции с участием Бельгии, а ИКИ РАН поставил ИК-спектрометр, полностью изготовленный в России. Руководитель эксперимента Ж.-Л. Берто.

Прибор PFS (Planetary Fourier Spectrometer), или ПФС (Планетный фурье-спектрометр), имеет два канала. Оба канала, которые построены по принципу двойного маятника, имеют апертуру 5 см. Коротковолновый (1,2–5,0 мкм) и длинноволновый (5–45 мкм) каналы различаются светоделителями и детекторами, оптимизированными для соответствующих длин волн [65]. В коротковолновом канале регистрируется солнечное излучение, рассеянное и отражённое планетой, а в длинноволновом — собственное излучение атмосферы и поверхности в тепловом диапазоне спектра. Спектральное разрешение прибора без аподизации составляет $1,2 \text{ см}^{-1}$, при аподизации оно снижается до $1,4\text{--}2,0 \text{ см}^{-1}$. Разработка ПФС для проекта Марс-96 началась в России под руководством В.И. Мороза, но в новых условиях, для проекта Mars Express, создание этого прибора переместилось в Италию и руководителем работ стал В. Формизано.

Одним из интересных открытий, сделанных в эксперименте SPICAM, стало обнаружение авроральных свечений на Марсе [66]. Эти свечения, связанные с выпадением заряженных частиц в районах сгущения силовых линий остаточного магнитного поля Марса [5], по своей природе аналогичны полярным сияниям на Земле, но наблюдаются в умеренных широтах. В момент аврорального события обычный УФ-спектр ночного неба Марса, в котором доминируют полосы NO (также впервые обнаруженные SPICAM [67]), меняется и в нём появляются возбуждённые полосы CO. В ходе эксперимента было открыто и другое ночное свечение атмо-

сферы Марса: $\text{O}_2^1\Delta_g$ на полосе 1,27 мкм, обнаруженное прибором OMEGA [68] и исследованное прибором SPICAM [69]. Ночные свечения NO и O_2 образуются при высвечивании возбуждённых молекул, занесённых с дневной стороны. Их наблюдения важны для исследования глобальной циркуляции верхних слоёв атмосферы.

Дневное свечение $\text{O}_2^1\Delta_g$ [70] используется для оценки содержания озона — ключевого индикатора фотохимии Марса, — измеряемого SPICAM и непосредственно в УФ-диапазоне по полосе Хартли (по полосе 250 нм) как в надир [71], так и в режиме затмений [72]. Эти результаты позволили предположить наличие вклада гетерогенных реакций на поверхности частиц конденсационного аэрозоля в важнейшие фотохимические циклы Марса [73].

Основной научной задачей ИК-канала SPICAM является исследование атмосферного водяного цикла. Действительно, из основных резервуаров воды на планете, активно участвующих в гидрологическом цикле (вечная мерзлота, реголит, полярные шапки, атмосфера), количественно измерены лишь (ориентировочно) объём воды, заключённый в полярных шапках, и (гораздо более точно) атмосферная вода и процессы её переноса. Несмотря на малое количество водяного пара в разрежённой атмосфере (1–50 в осаждённых мкм), глобальный перенос воды и особенности полярных шапок определяются климатическими процессами, которые в свою очередь исследуются посредством мониторинга атмосферного водяного пара. Процессы переноса изменяются в зависимости от наклона оси и эксцентриситета Марса [22], определяя оледенения, образование ледников в низких широтах [74, 75] и т.д. SPICAM продолжил мониторинг атмосферного водяного пара, начатый в проектах Viking [38] и MGS [50], с 2004 по 2013 гг., и позволил впервые после кратких измерений на КА "Фобос-2" [48] детально исследовать его вертикальное распределение [76–80]. В настоящее время SPICAM — единственный прибор, измеряющий вертикальное распределение водяного пара, так как соответствующий канал лимбового радиометра MCS на КА MRO [55] неработоспособен.

Водяной пар в атмосфере на Mars Express измеряется не только SPICAM, но и приборами OMEGA [81] и PFS [82, 83], использующими для этого различные диапазоны и полосы поглощения. Более того, несколько месяцев в 2004 г. приборы Mars Express работали одновременно с TES/MGS, данные которого [50] составляли основу климатологии Марса. Мы провели сравнение измерений и методов [84, 85], что привело к коррекции данных Viking [86] и TES/MGS [87], а также позволило согласовать между собой данные трёх экспериментов.

Главной задачей атмосферных измерений ПФС является термическое зондирование атмосферы в полосе 15 мкм CO_2 . Используя участки полосы, в которых оптическая толщина газа различна и излучение на соответствующих длинах волн приходит от различных слоёв атмосферы, можно, решив обратную задачу, восстановить вертикальный профиль температуры атмосферы. По этому принципу работают и метеорологические приборы на орбите Земли. Данные термического зондирования дают основу для понимания современного климата планеты и служат для настройки моделей общей циркуляции атмосферы. Впервые проведённые на КА Mariner-9 [37], такие измерения выполнялись затем приборами TES/MGS [50] и ПФС [88, 89]. С 2005 г. тер-

мическое зондирование ведёт также лимбовый радиометр MCS/MRO [56]. Таким образом, мониторинг климата Марса продолжается непрерывно с 1998 г., перекрывая период более семи марсианских лет. Но наиболее ярким открытием ПФС является обнаружение метана в атмосфере Марса.

6. Метан в атмосфере Марса

В отличие от водяного пара, содержание которого в земной атмосфере существенно снижается с увеличением высоты, облегчая ИК-наблюдения на высокогорных обсерваториях, метан в атмосфере Земли обилен и перемешан равномерно. Его наблюдения очень трудны, поскольку требуют высокого спектрального разрешения и одновременно максимального доплеровского сдвига для детектирования марсианских линий поглощения. Первая статья о детектировании метана опубликована В.А. Краснополским по данным наземной фурье-спектрометрии с разрешающей силой ≈ 180000 [90], но появление на околомарсианской орбите спектрометра PFS с разрешением $\approx 1,5 \text{ см}^{-1}$, в спектральный диапазон которого попадает фундаментальная полоса метана $3,3 \text{ мкм}$ (см. таблицу), оказало, несомненно, стимулирующее влияние на астрономические наблюдения и их анализ.

В 2004 г. сразу три независимые группы заявили о детектировании метана [52, 90, 91]. Количество газа в атмосфере составило около 10 ppb (10^{-8} объёмных частей). Метан в атмосфере Марса распадается под действием УФ-излучения (в основном солнечного L- α) и время его жизни составляет около 300 лет. Для сохранения газа в атмосфере даже в таких малых количествах необходим постоянно действующий источник. В статье [90] рассматриваются различные возможные источники пополнения метана: вулканический, метеоритный (или кометный) и биологический — и наиболее вероятной гипотезой признается наличие разреженных колоний микроорганизмов-метаногенов на поверхности Марса. В статье [52] не исключается, наряду с биологической, вулканическая гипотеза, а также возможность выхода в атмосферу ископаемого метана, образовавшегося в результате магматических процессов, низкотемпературного синтеза (серпентизации, что подкрепляется недавним обнаружением минерала серпентина на Марсе [54]) или биологических процессов ранее в истории Марса.

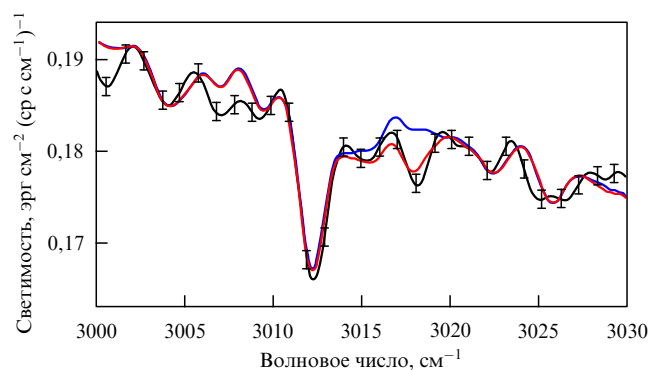


Рис. 2. (В цвете онлайн.) Средний спектр, зарегистрированный прибором ПФС (чёрная кривая с погрешностями). Q-ветвь фундаментальной полосы метана находится на частоте 3018 см^{-1} . Показаны два синтетических спектра, для содержания метана 50 ppb (красная кривая) и 0 ppb (синяя кривая). (Из работы [93].)

Все наблюдения метана находятся на пределе детектирования. Так, спектры ПФС в окрестности наблюдаемой Q-ветви фундаментальной полосы метана демонстрируют множество особенностей, не совпадающих с синтетическим спектром (рис. 2); данные группы М. Муммы пересматривались несколько раз, окончательная статья [92] опубликована лишь в 2009 г. Другой проблемой этих наблюдений стала переменность метана: измеряемое ПФС количество газа постоянно меняется [93, 94], а астрономическими методами метан был зарегистрирован [95, 96] лишь в 2003 г. В связи с этим сам факт детектирования ставится под сомнение [97]. Действительно, фотохимическое время жизни метана, очень короткое на геологическом масштабе времени, достаточно для его полного перемешивания в атмосфере процессами циркуляции. Как показано в работе [98], переменность метана не объясняется известными процессами атмосферной физики и химии. Пока метан у поверхности Марса не удалось обнаружить и миссии Curiosity [99]. Обнаружение метана инициировало огромное число гипотез о его происхождении, источниках и стоках. Значение этого открытия таково, что к 2010 г. со всей серьёзностью встал вопрос о специальной орбитальной миссии, посвящённой малым атмосферным составляющим [100].

7. Космические спектрометры высокого разрешения для планетных исследований

Чувствительные измерения малых атмосферных газов в разрежённой атмосфере Марса требуют создания приборов высокого спектрального разрешения в оптимальном диапазоне (см. раздел 2). В космических исследованиях атмосферы классическим решением является фурье-спектрометр с большой оптической разностью хода [101–104]. Довольно большая масса таких приборов, от 50 до 150 кг, исключает их использование в межпланетных проектах, даже в специальных "атмосферных" миссиях. Для решения задачи высокого спектрального разрешения в "малом" формате мы предложили использовать комбинацию эшелле-спектрометра и акустооптического фильтра [105, 106] (рис. 3). Прибор, основанный на этом принципе, для исследования надоблачной атмосферы Венеры в проекте Venus Express был построен в Бельгии [107], затем эксперимент по исследованию парниковых газов в атмосфере Земли был поставлен на Международной космической станции [108]. При спектральной разрешающей силе $20000\text{--}25000$ масса этих приборов составила $3\text{--}5 \text{ кг}$. Аналогичный прибор для

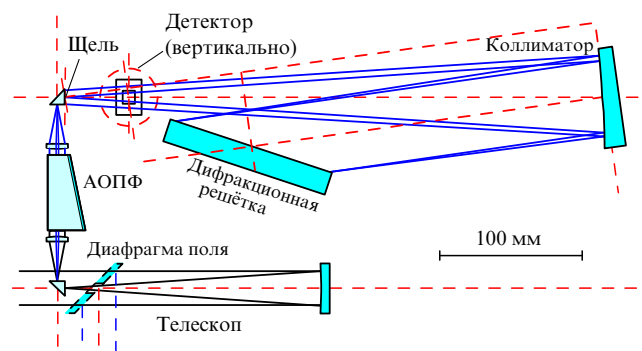


Рис. 3. Оптическая схема спектрометра SOIR (Solar Occultation InfraRed) на основе комбинации эшелле-спектрометра по схеме Литтрова и АОПФ для селекции порядков дифракции.

исследования атмосферы Марса и поиска метана был создан для российского проекта "Фобос–Грунт" [109]. Другим возможным путём является уменьшение размеров фурье-спектрометров [110].

На основе этих технических решений планируются эксперименты на спутнике Trace Gas Orbiter (TGO) космического проекта ExoMars (Exobiology on Mars) [100], реализуемого совместно Роскосмосом и Европейским космическим агентством. Для установки на борт создаётся европейский комплекс NOMAD (Nadir and Occultation for Mars Discovery), состоящий из двух спектрометров типа SOIR и миниатюрного УФ-спектрометра [111], и российский комплекс ACS (Auto-Correlation Spectrometer) [112], состоящий из спектрометра типа SOIR, предназначенного для ближнего ИК-диапазона спектра, спектрометра с использованием скрещённой дисперсии, предназначенного для среднего ИК-диапазона, и фурье-спектрометра. В спектральном диапазоне, соответствующем метану, планируется достичь разрешающей силы не менее 50000. Мы рассчитываем, что такая комбинация приборов не только поможет разгадать загадку метана, но и позволит продолжить мониторинг климата Марса.

8. Заключение

В нашем обзоре [113] на сходную тему было высказано предположение, что Марс потерял атмосферу на раннем этапе эволюции, парниковый эффект мог работать лишь кратковременно. В целом подтверждая этот вывод, последние данные показывают, что период, в который вода была обильна на поверхности Марса, продолжался всё же не менее 500–700 млн лет. За это время углекислота атмосферы могла быть связана в отложениях карбонатов и, возможно, смогли зародиться или развиться из занесённых спор простейшие формы жизни.

Сохранилась ли жизнь до нашего времени в редких оазисах? Обнаружить её следы будет трудно, но дальнейшие исследования проблемы метана, его надёжное обнаружение, развитие гипотез его происхождения, измерение отношения изотопов углерода в метане могут дать ключевые ответы. С другой стороны, прекрасно сохранившаяся древняя кора Марса даёт возможность заглянуть в эпохи, следы которых давно стёрлись на Земле. Эта проблема, наряду с экзобиологией, может стать генеральной для дальнейших, более детальных, исследований. Особенно актуальной становится задача доставки грунта с Марса для детальных лабораторных анализов. Мы надеемся, что в России масштабные исследования соседней планеты, начатые недавно в совместном проекте Роскосмоса и Европейского космического агентства ExoMars, будут продолжены.

Благодарности. Создание российских приборов для проекта Mars Express и работы по сопровождению экспериментов после запуска в 2003 г., а также российское участие в проекте ExoMars финансируется Роскосмосом. Статья написана при поддержке программой Президиума РАН № 22.

Список литературы

1. Saunders R S et al. *Space Sci. Rev.* **110** 1 (2004)
2. Zurek R W, Smrekar S E *J. Geophys. Res. Planets* **112** E05S01 (2007)
3. Squyres S W et al. *J. Geophys. Res. Planets* **108** 8062 (2003)
4. Grotzinger J P et al. *Space Sci. Rev.* **170** 5 (2012)
5. Acuña M H et al. *Science* **284** 790 (1999)
6. Smith D E et al. *J. Geophys. Res. Planets* **106** 23689 (2001)
7. Neukum G et al. *Earth Planet. Sci. Lett.* **294** 204 (2010)
8. Neukum G et al. *Earth Planet. Sci. Lett.* **294** 183 (2010)
9. Boynton W V et al. *Science* **297** 81 (2002)
10. Mitrofanov I et al. *Science* **297** 78 (2002)
11. Жарков В Н, Гудкова Т В *Астрон. вестн.* **39** 387 (2005) [Zharkov V N, Gudkova T V *Solar System Res.* **39** 343 (2005)]
12. Rossi A P et al. *J. Geophys. Res. Planets* **113** E08016 (2008)
13. Neukum G et al. *Nature* **432** 971 (2004)
14. Christensen P R et al. *Science* **300** 2056 (2003)
15. Carr M H *Nature* **326** 30 (1987)
16. Zuber M T et al. *Geophys. Res. Lett.* **25** 4393 (1998)
17. Carr M H, Head J W J. *Geophys. Res. Planets* **108** 5042 (2003)
18. Squyres S W et al. *Science* **306** 1709 (2004)
19. Morris R V et al. *Science* **329** 421 (2010)
20. Head J W et al. *Space Sci. Rev.* **96** 263 (2001)
21. Laskar J, Robutel P *Nature* **361** 608 (1993)
22. Laskar J et al. *Icarus* **170** 343 (2004)
23. Fastook J L et al. *Icarus* **198** 305 (2008)
24. Жарков В Н *Астрон. вестн.* **30** 514 (1996) [Zharkov V N *Solar Syst. Res.* **30** 456 (1996)]
25. Babeyko A Y, Zharkov V N *Phys. Earth Planet. Interiors* **117** 421 (2000)
26. Malin M C, Edgett K S *Science* **288** 2330 (2000)
27. Greeley R et al. *J. Geophys. Res. Planets* **110** 6002 (2005)
28. Basilevsky A T et al. *Planet. Space Sci.* **57** 917 (2009)
29. Hord C W, Barth C A, Pearce J B *Icarus* **12** 63 (1970)
30. Hanel R A et al. *Icarus* **12** 48 (1970)
31. Мороз В И, Парфентьев Н А *Космич. исслед.* **13** 80 (1975) [Moroz V I, Parfent'ev N A *Cosmic Res.* **13** 68 (1975)]
32. Мороз В И, Ксанфомалити Л В, Наджип А Э *УФН* **111** 369 (1973) [Moroz V I, Ksanfomaliti L V, Nadzhip A É *Sov. Phys. Usp.* **16** 741 (1974)]
33. Ксанфомалити Л В, Мороз В И, Дольфус А *Космич. исслед.* **13** 92 (1975) [Ksanfomaliti L V, Moroz V I, Dollfus A *Cosmic Res.* **13** 79 (1975)]
34. Мороз В И, Наджип А Э *Космич. исслед.* **13** 738 (1976) [Moroz V I, Nadzhip A E *Cosmic Res.* **13** 658 (1976)]
35. Краснопольский В А, Крысько А А, Рогачев В Н *Космич. исслед.* **13** 37 (1975) [Krasnopol'skii V A, Krysko A A, Rogachev V N *Cosmic Res.* **13** 31 (1975)]
36. Barth C A et al. *Science* **179** 795 (1973)
37. Conrath B et al. *J. Geophys. Res.* **78** 4267 (1973)
38. Jakosky B M, Farmer C B *J. Geophys. Res.* **87** 2999 (1982)
39. Kieffer H H et al. *J. Geophys. Res.* **82** 4249 (1977)
40. Kieffer H H *J. Geophys. Res.* **84** 2793 (1979)
41. Christensen P R et al. *J. Geophys. Res. Planets* **108** 8064 (2003)
42. Ruff S W et al. *J. Geophys. Res. Planets* **111** E12S18 (2006)
43. Smith M D et al. *J. Geophys. Res. Planets* **111** E12S13 (2006)
44. Bibring J-P et al. *Nature* **341** 591 (1989)
45. Moroz V I, Petrova E V, Ksanfomaliti L V *Planet. Space Sci.* **41** 569 (1993)
46. Blamont J E et al. *Planet. Space Sci.* **39** 175 (1991)
47. Korablev O I et al. *Icarus* **102** 76 (1993)
48. Rodin A V, Korablev O I, Moroz V I *Icarus* **125** 212 (1997)
49. Christensen P R et al. *J. Geophys. Res. Planets* **106** 23823 (2001)
50. Smith M D *Icarus* **167** 148 (2004)
51. Bibring J-P et al. *Science* **312** 400 (2006)
52. Formisano V et al. *Science* **306** 1758 (2004)
53. Ehlmann B L et al. *Science* **322** 1828 (2008)
54. Ehlmann B L, Mustard J F, Murchie S L *Geophys. Res. Lett.* **37** L06201 (2010)
55. McCleese D J et al. *J. Geophys. Res. Planets* **112** E05S06 (2007)
56. McCleese D J et al. *J. Geophys. Res. Planets* **115** E12016 (2010)
57. Heavens N G et al. *J. Geophys. Res. Planets* **116** E04003 (2011)
58. Poulet F et al. *Nature* **438** 623 (2005)
59. Murchie S et al. *J. Geophys. Res. Planets* **112** E05S03 (2007)
60. Кораблев О И, Берто Ж Л *Астрон. вестн.* **37** 483 (2003) [Korablev O I, Bertaux J-L *Solar Syst. Res.* **37** 441 (2003)]

61. Bertaux J-L *J. Geophys. Res. Planets* **111** E09S01 (2006)
62. Chang I C *Appl. Phys. Lett.* **25** 370 (1974)
63. Korablev O et al. *Adv. Space Res.* **29** 143 (2002)
64. Korablev O et al. *J. Geophys. Res. Planets* **111** E09S03 (2006)
65. Formisano V et al. *Planet. Space Sci.* **53** 963 (2005)
66. Bertaux J-L et al. *Nature* **435** 790 (2005)
67. Bertaux J-L et al. *Science* **307** 566 (2005)
68. Bertaux J L et al. *J. Geophys. Res. Planets* **117** E00J04 (2012)
69. Fedorova A A et al. *Icarus* **219** 596 (2012)
70. Fedorova A et al. *J. Geophys. Res. Planets* **111** E09S07 (2006)
71. Perrier S et al. *J. Geophys. Res. Planets* **111** E09S06 (2006)
72. Lebonnois S et al. *J. Geophys. Res. Planets* **111** E09S05 (2006)
73. Lefèvre F et al. *Nature* **454** 971 (2008)
74. Head J W et al. *Nature* **434** 346 (2005)
75. Levrard B et al. *Nature* **431** 1072 (2004)
76. Fedorova A et al. *J. Geophys. Res. Planets* **111** E09S08 (2006)
77. Trokhimovskiy A et al., in *39th COSPAR Scientific Assembly, 14–22 July 2012, Mysore, India*, Abstract D2.1-19-12, p. 2005
78. Fedorova A A et al. *Icarus* **200** 96 (2009)
79. Maltagliati L et al. *Science* **333** 1868 (2011)
80. Maltagliati L et al. *Icarus* **223** 942 (2013)
81. Maltagliati L et al. *Icarus* **213** 480 (2011)
82. Fouchet T et al. *Icarus* **190** 32 (2007)
83. Tschimmel M et al. *Icarus* **195** 557 (2008)
84. Korablev O et al., in *Second Workshop on Mars Atmosphere Modelling and Observations, February 27–March 3, 2006, Granada, Spain* (Eds F Forget et al.) (Paris, 2006) p. 244
85. Korablev O, in *37th COSPAR Scientific Assembly, 13–20 July 2008, Montréal, Canada*, p. 1580
86. Fedorova A A et al. *Icarus* **208** 156 (2010)
87. Smith M D *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.* **36** 191 (2008)
88. Засова Л В и др. *Космич. иссл.* **44** 319 (2006) [Zasova L V et al. *Cosmic Res.* **44** 305 (2006)]
89. Wolkenberg P et al. *Icarus* **215** 628 (2011)
90. Krasnopolsky V A, Maillard J P, Owen T C *Icarus* **172** 537 (2004)
91. Mumma M J et al. *Bull. Am. Astron. Soc.* **36** 1127 (2004)
92. Mumma M J et al. *Science* **323** 1041 (2009)
93. Geminale A, Formisano V, Giuranna M *Planet. Space Sci.* **56** 1194 (2008)
94. Geminale A, Formisano V, Sindoni G *Planet. Space Sci.* **59** 137 (2011)
95. Krasnopolsky V A *Icarus* **217** 144 (2012)
96. Villanueva G L et al. *Icarus* **223** 11 (2013)
97. Zahnle K, Freedman R S, Catling D C *Icarus* **212** 493 (2011)
98. Lefèvre F, Forget F *Nature* **460** 720 (2009)
99. Webster C R et al. *LPI Contrib.* (1719) 1366 (2013)
100. Zurek R W et al. *Planet. Space Sci.* **59** 284 (2011)
101. Abrams M C et al. *Appl. Opt.* **35** 2774 (1996)
102. von Clarmann T et al. *J. Geophys. Res. Atmos.* **108** 4736 (2003)
103. Bernath P F et al. *Geophys. Res. Lett.* **32** L15S01 (2005)
104. Kasuya M, Nakajima M, Hamazaki T *Trans. Space Technol. Jpn.* **7** (ists26) To_4_5 (2009)
105. Korablev O I, Bertaux J-L, Vinogradov I I *Proc. SPIE* **4818** 272 (2002)
106. Korablev O I et al., in *Proc. of the 5th Intern. Conf. on Space Optics, ICSO 2004, 30 March–2 April 2004, Toulouse, France* (ESA SP-554, Ed. B Warmbein) (Noordwijk: ESA Publ. Division, 2004) p. 73
107. Nevejans D et al. *Appl. Opt.* **45** 5191 (2006)
108. Кораблев О И и др. *Оптич. журн.* **78** (5) 44 (2011) [Korablev O I et al. *J. Opt. Technol.* **78** 317 (2011)]
109. Korablev O et al. *Appl. Opt.* **52** 1054 (2013)
110. Кораблев О И и др. *Астрон. вестн.* **46** 34 (2012) [Korablev O I et al. *Solar Syst. Res.* **46** 31 (2012)]
111. Drummond R et al. *Planet. Space Sci.* **59** 292 (2011)
112. Korablev O et al., in *39th COSPAR Scientific Assembly, 14–22 July 2012, Mysore, India*, Abstract E2.6-22-12, p. 969
113. Кораблев О И *УФН* **175** 655 (2005) [Korablev O I *Phys. Usp.* **48** 626 (2005)]

PACS numbers: **07.57**, – c, **84.40**, – x, **89.20**, – a
DOI: 10.3367/UFNr.0183.201307i.0769

Радиоинтерферометр нового поколения для фундаментальных и прикладных исследований

А.В. Ипатов

1. Введение

Институт прикладной астрономии РАН разработал проект четырёхэлементного радиоинтерферометра со сверхдлинной базой (РСДБ) для проведения фундаментальных и прикладных исследований. РСДБ-наблюдения, выполненные на этом интерферометре, позволяют определять параметры вращения Земли (ПВЗ) и координаты станций на миллиметровом уровне точности, а также оперативно определять всемирное время в интересах Глобальной навигационной спутниковой системы (ГЛОНАСС).

Основные научные задачи фундаментального координатно-временного и навигационного обеспечения, для решения которых предназначены радиоинтерферометры, следующие:

- построение и поддержание небесной опорной системы координат в виде каталогов координат внегалактических радиосточников;

- построение и поддержание земной опорной системы координат в виде каталогов координат и скоростей опорных станций;

- определение параметров взаимной ориентации земной и небесной опорных систем координат — параметров вращения Земли;

- построение динамических систем координат в виде эфемерид тел Солнечной системы и космических аппаратов;

- уточнение национальной шкалы координированного времени UTC (SU) и поддержание её в заданных пределах по отношению к шкале всемирного координированного времени UTC;

- построение моделей распространения сигналов в атмосфере и ионосфере.

Следует отметить, что в настоящее время требования к точности и оперативности координатно-временного и навигационного обеспечения прикладных задач часто сравнимы с требованиями фундаментального координатно-временного обеспечения. Так, например, навигационные определения по сигналам ГЛОНАСС должны выполняться с итоговой погрешностью не более 30 см. При этом погрешность за счёт фундаментального сегмента не должна превышать 3 см. Для достижения такой точности навигационных определений комплекс средств определения и прогнозирования параметров вращения Земли должен обеспечивать точность определения 0,1 мс дуги для координат полюса, углов нутации и прецессии и 10 мкс для всемирного времени [1]. Причём частота получения данных должна быть не реже 3–4 раз в сутки. Наиболее отчётливо это подтверждается целевыми инди-

А.В. Ипатов. Институт прикладной астрономии РАН,
Санкт-Петербург, РФ
E-mail: ipatov@ipa.nw.ru

Таблица 1. Целевые индикаторы и показатели Федеральной целевой программы "Поддержание, развитие и использование системы ГЛОНАСС на 2012–2020 годы"

Пункт	Целевые индикаторы и показатели	2011 г.	2015 г.	2020 г.
2.6	Погрешность определения параметров вращения Земли			
2.6.1	Координаты полюса в оперативном режиме, м	0,06	0,06	0,006
2.6.2	Координаты полюса в апостериорном режиме, м	0,03	0,03	0,002
2.6.3	Всемирное время в оперативном режиме отечественными средствами, мс	0,07	0,07	0,02
2.6.4	Всемирное время в апостериорном режиме, мс	0,03	0,03	0,01
2.6.5	Параметры прецессии и нутации, м	0,01	0,01	0,003
2.8	Погрешность ГГСК *			
2.8.1	Параметры связи ГГСК и ITRF **, м	0,5	0,06	0,01
2.8.2	ГГСК, реализуемая ГЛОНАСС, м	0,2	0,1	0,02
2.8.3	Относительная привязка пунктов ФАГС ***, м	0,05	0,01	0,005

* ГГСК — Государственная геоцентрическая система координат.

** ITRF — International Terrestrial Reference Frame.

*** ФАГС — Фундаментальная астрономо-геодезическая сеть.

каторами Федеральной целевой программы "Поддержание, развитие и использование системы ГЛОНАСС на 2012–2020 годы" [2], приведёнными в табл. 1.

В настоящее время в России подобные задачи решаются комплексом "Квazar-КВО" (КВО — аббревиатура от "координатно-временное обеспечение") при работе в составе радиоинтерферометрической сети Международной РСДБ-службы для геодезии и астрометрии (International VLBI (Very Long Baseline Interferometry) Service for Geodesy and Astrometry — IVS)). От комплекса "Квazar-КВО" в состав IVS входят три обсерватории, коррелятор, центры обработки и анализа и центр разработки РСДБ-аппаратуры.

По наблюдениям РСДБ-комплекса "Квazar-КВО" выполняется еженедельное определение координат полюса и углов прецессии и нутации с погрешностью менее чем 0,001 с дуги. Оперативное определение всемирного времени выполняется ежедневно в пределах 6-часового интервала с погрешностью менее 70 мкс [3].

Работая в составе международной службы РСДБ, "Квazar-КВО" обеспечивает получение Россией данных о Международной земной системе координат (International Terrestrial Reference Frame — ITRF) и Международной небесной системе координат (International Celestial Reference Frame — ICRF) и данных о параметрах вращения Земли. Точность определений в этом случае следующая:

- небесная система координат — 100 мкс дуги для радиоисточников ICRF;
- земная система координат — 5 мм для станций ITRF;
- параметры вращения Земли [4] — 100 мкс дуги для координат полюса, углов нутации и прецессии, 10 мкс для всемирного времени;
- параметры тропосферы — 5 мм.

Радиоастрономические обсерватории комплекса "Квazar-КВО": в посёлке Светлое Ленинградской области, станции Зеленчукская Карачаево-Черкесии и урочище Бадары Бурятии — входят в состав 15 основных опорных станций проекта Глобальной геодезической

наблюдательной системы (Global Geodetic Observing System — GGOS). Основные опорные станции определяются как станции, на которых совместно расположены инструменты космической геодезии нового поколения (включая РСДБ, средства лазерной локации спутников (Satellite Laser Ranging — SLR), приёмники глобальных навигационных спутниковых систем (ГНСС) и, по возможности, антенну системы DORIS (Doppler Orbitography and Radio-positioning Integrated by Satellite)), при этом параметры связи опорных точек наблюдательных средств станций имеют такую же или более высокую точность, как и точность системы отсчёта.

Международное сообщество GGOS разработало рекомендации по поддержанию и развитию аппаратно-программных средств опорных станций глобальной геодезической инфраструктуры [5]. Опорные станции со своей инфраструктурой должны предоставлять количественную информацию для определения и мониторинга координат опорных источников небесной системы координат и координат опорных станций земной системы координат, а также информацию о параметрах вращения Земли, уровне моря, круговороте воды, климате и об угрозе стихийных бедствий.

Международная служба РСДБ в свою очередь разработала проект развития радиоинтерферометрии РСДБ-2010 [6], направленный на кардинальное повышение точности фундаментальных систем координат и параметров вращения Земли с получением результатов на миллиметровом уровне точности (табл. 2). В этом проекте сформулированы требования, которым должны удовлетворять перспективные станции IVS. Радиотелескопы нового поколения должны иметь технические характеристики, приведённые в табл. 3.

Как можно заметить, целевые индикаторы системы ГЛОНАСС близки к требованиям, предъявляемым фундаментальной наукой, и полностью соответствуют тенденциям развития радиоинтерферометрии, разработанным международной РСДБ-службой. Новый отечественный интерферометр целесообразно создавать, принимая во внимание следующие принципы:

Таблица 2. Результаты проекта РСДБ-2010 и их ожидаемая точность

Результаты	Параметр	Значение
Координаты полюса (x_p, y_p)	Точность Скорость получения Временное разрешение Частота наблюдений	25 мкс дуги 1 сут 10 мин – 1 ч Ежедневно, круглосуточно
Всемирное время (UT1 – UTC)	Точность Скорость получения Временное разрешение Частота наблюдений	2 мкс 1 сут 10 мин Ежедневно, круглосуточно
Углы нутации	Точность Скорость получения Временное разрешение Частота наблюдений	25 мкс дуги 1 сут 1 сут 1 раз в неделю
Небесная система координат	Точность Частота наблюдений	0,15 мс дуги 1 месяц
Земная система координат	Точность	2 мм

— радиотелескопы нового радиоинтерферометра должны быть полностью совместимыми с радиотелескопами сети "Квазар-КВО";

— проект должен основываться на результатах работы группы РСДБ-2010;

— должны учитываться условия радиоклимата в местах расположения радиотелескопов;

— радиотелескопы должны работать 24 часа в сутки, 7 дней в неделю;

— радиотелескопы должны быть максимально разнесены по долготе.

Частотный диапазон работы радиоинтерферометра выбран с учётом рабочих частот комплекса "Квазар-КВО" и перспективы перехода в более высокочастотный диапазон для расширения полосы регистрируемых сигналов и работы по международным программам с радиотелескопами Германии и Испании.

Реализация проекта будет проходить в три этапа. На первом этапе мы будем регистрировать одну полосу в диапазоне 2,2 ГГц (S-полоса) шириной около 300 МГц для определения ионосферной задержки и три полосы по 512 МГц, расположенные рядом, в диапазоне частот 8,0–9,5 ГГц (X-полоса), для определения групповой задержки. При двухбитовом квантовании, четырёх каналах регистрации и двух поляризациях поток данных с каждого радиотелескопа составит 16 Гбит с⁻¹. Точность определения групповой задержки составит около 4 пс.

На втором этапе проекта мы планируем регистрировать одну полосу шириной 500 МГц в диапазоне 7–9 ГГц (X-полоса) — для определения ионосферной задержки — и три полосы шириной 500 МГц в диапазоне 28–34 ГГц (Ka-полоса) с синтезированной полосой 6 ГГц — для определения групповой задержки. Точность определения групповой задержки составит около 2 пс. Два радиотелескопа нового радиоинтерферометра будут расположены в обсерваториях комплекса "Квазар-КВО" "Бада-ры" и "Зеленчукская". Третий и четвёртый радиотелескопы предполагается установить в районах Уссурийска и Калининграда для более точного определения всемирного времени в интересах ГЛОНАСС.

В состав радиоинтерферометра нового поколения входят: антенная система, приёмная система, цифровая широкополосная 8-канальная система преобразования сигналов, система буферизации и передачи данных, система частотно-временной синхронизации, программный коррелятор для обработки данных и система измерения электрических характеристик атмосферы.

2. Антенная система радиоинтерферометра

В качестве антенной системы (АС) радиоинтерферометра выбрана АС фирмы "Vertex Antennentechnik GmbH" (Германия) диаметром 13,2 м (рис. 1), рекомендованная IVS, с параметрами, приведёнными в табл. 4.

3. Приёмная система радиотелескопа

Приёмники радиотелескопа располагаются в фокальном контейнере. Трёхдиапазонный облучатель [7] и входные усилители, расположенные в криостате, охлаждаются

Таблица 3. Технические характеристики радиотелескопов

Параметр	Текущее состояние	РСДБ-2010
Время работы	24 ч, один раз в неделю	Круглосуточно
Время восстановления	До нескольких месяцев	< 24 ч
Диаметр антенны	5–100 м	10–12 м
Скорость движения	≈ 20–200 град мин ⁻¹	≥ 360 град мин ⁻¹
Частоты приёма	S/X	~ 2–15(18) ГГц
Скорость записи	128; 256 Мбит с ⁻¹	8–16 Гбит с ⁻¹
Передача данных	Транспортировка дисков, в отдельных случаях e-РСДБ *	e-РСДБ, в отдельных случаях транспортировка дисков
Число станций	40 станций, распределённых случайным образом	40 станций, распределённых оптимальным образом
Число станций, оснащённых: тремя средствами измерений четырьмя средствами измерений	16 5	40 20

* e-РСДБ (e-VLBI) — так называемая электронная РСДБ — РСДБ в реальном времени.



Рис. 1. Антенная система радиотелескопа РТ-13.

микроригенной системой замкнутого цикла охлаждения до температуры жидкого водорода. Электромагнитные волны, сфокусированные антенной, попадают сквозь радиопрозрачное покрытие внутрь криостата, где собираются облучателем, разделяются по диапазонам (S, X, и Ka) и поляризациям, складываются с сигналами фазовой и амплитудной калибровок от блока калибровочных сигналов и усиливаются охлаждаемыми малошумящими транзисторными усилителями (МШУ). При этом вся аппаратура, находящаяся внутри криостата, включая облучатель, охлаждается до температуры 20 К, что значительно снижает собственные шумы системы радиотелескопа – радиометр [8].

Усиленные МШУ сигналы правой и левой круговых поляризаций трёх частотных диапазонов поступают на входы преобразовательных каналов. Каждый преобразовательный канал работает в своём частотном диапазоне и со своей поляризацией. В каналах осуществляется усиление, преобразование частоты в диапазон 1–2 ГГц, формирование выходной полосы промежуточной частоты и фильтрация сигнала. Синхронизация приёмных каналов осуществляется от системы частотно-временной синхронизации радиотелескопа.

Макет широкоапертурного трёхдиапазонного облучателя в криостате представлен на рис. 2, а параметры приёмной системы радиотелескопа приведены в табл. 5.

4. Система частотно-временной синхронизации

Система частотно-временной синхронизации (СЧВС) обеспечивает единство частотно-временных и координатных систем.

Таблица 4. Основные технические характеристики антенной системы

Система радиотелескопа	Зеркальная, с контррефлектором
Размещение приёмников	Вторичный фокус, в контейнере
Диаметр зеркала	12–13 м
Диапазон частот (не менее)	2,0–40,0 ГГц
Точность поверхности, включая контррефлектор (не более)	0,2 мм
Температура антенны T_a , исключая атмосферу (не более)	10 К
Коэффициент использования площади телескопа, в диапазоне частот 3–18 ГГц (не менее)	0,7
Пределы поворота по азимуту	$\pm 270^\circ$
Пределы поворота по углу места	$-5^\circ - 90^\circ$
Скорость вращения по азимуту (не менее), ускорение (не менее)	12 град с^{-1} 3 град с^{-2}
Скорость вращения по углу места (не менее), ускорение (не менее)	6 град с^{-1} 3 град с^{-2}
Точность сопровождения (не хуже)	16 угл. секунд
Температура окружающего воздуха	от -40°C до $+50^\circ\text{C}$
Внешние воздействия	Дождь, снег, иней, роса
Максимальная рабочая скорость ветра Максимальная допустимая скорость ветра	20 м с^{-1} 55 м с^{-1}
Количество перестановок в течение суток (не менее)	1000
Срок службы антенны с учётом планового обслуживания и ремонта (не менее)	20 лет
Сейсмические воздействия	Ускорение по горизонтали 0,3g, Ускорение по вертикали 0,1g



Рис. 2. Трёхдиапазонный облучатель в криостате (без радиопрозрачного окна).

натно-временных измерений РСДБ-комплекса, осуществляет синхронизацию работы радиотелескопа и моментов начала регистрации информации на наблюдательных пунктах, а также контроль фазовых характеристик приёмно-регистрирующей аппаратуры [9].

Для передачи на радиотелескоп сигнала опорной частоты водородного генератора используется оптоволоконная линия с реализацией обратной посылки для обеспечения фазовой стабильности. Общая вносимая нестабильность частоты не превышает 5×10^{-15} при часовом усреднении. Сигналы шкалы времени радиотелескопа (секундные импульсы 1 PPS (Pulse Per Second) и импульсы кода времени IRIG-B (Inter-Range Instrumentation Group – Time Code Format B)) формируются из сигнала опорной частоты с использованием секундных импульсов приёмника глобальной навигационной системы (ГНС). При этом синхронизация наблюдений обсерваторий РСДБ-комплекса и регистрация моментов наблюдений радиоисточников осуществляются по шкале всемирного времени UTC с субмикросекундной точностью.

Для контроля фазовой стабильности приёмно-регистрирующего тракта используется сигнал фазовой калибровки, представляющий собой импульсы пикосекундной длительности. Генератор пикосекундных импульсов (ГПИ) формирует привязанный по фазе к сигналу опорной частоты сигнал фазовой калибровки в виде импульсов с частотой повторения 1 МГц и длительностью менее

20 пс, что обеспечивает непрерывный спектр сигнала фазовой калибровки при частотах вплоть до значений порядка 40 ГГц. Каждая спектральная составляющая калибровочного сигнала вместе с принимаемым сигналом проходят через весь приёмно-усилительный тракт и регистрируются вместе с полезным сигналом.

5. Цифровая широкополосная система преобразования сигналов BRAS

Радиотелескопы комплекса "Квазар-КВО" оснащены аналоговой системой преобразования сигналов [10]. Для компенсации потерь чувствительности радиотелескопа вследствие существенного снижения эффективной площади антенны разрабатывается новая цифровая широкополосная система преобразования сигналов (Broadband Russian Acquisition System — BRAS) [11]. Система основана на цифровой обработке сигналов промежуточных частот (ПЧ) с выходов радиоастрономических приёмных устройств и построена по модульному принципу. Она состоит из восьми одинаковых модулей каналов цифрового преобразования (КЦП) сигналов, модуля синхронизации и узла электропитания. Модули соединяются между собой через кросс-плату, на которой разветвляются сигналы синхронизации и управления модулями КЦП. Наличие в системе единого модуля синхронизации обеспечивает синхронное формирование цифровых потоков на выходах всех восьми каналов BRAS. В каждом КЦП входные сигналы в полосе частот 1,0–1,5 ГГц, поступающие с выхода соответствующего приёмного устройства радиотелескопа, преобразуются в цифровой информационный поток в формате VDIF (VLBI Data Interchange Format), который затем по оптическому интерфейсу 10 G Ethernet транслируется в устройство буферизации данных радиотелескопа. КЦП содержит входной фильтр, ограничивающий спектр сигнала по ширине полосы частот, аттенуатор для установки уровня сигнала на входе канала, быстродействующий аналого-цифровой преобразователь (АЦП) типа ADC081500, программируемую логическую интегральную микросхему (ПЛИС) типа XC6SLX100T Spartan-6. ПЛИС измеряет среднее квадратическое значение сигнала, производит цифровое 2-битовое квантование и формирование цифрового потока в формате VDIF, а также содержит выходной оптический трансивер.

В модуле синхронизации происходит формирование сигналов тактовых частот 1024 МГц для АЦП и 256 МГц для ПЛИС, а также их привязка по фазе к поступающим от СЧВС сигналам опорной частоты 100 МГц и сигналам шкалы времени 1 Гц. Кроме того, в модуле синхронизации осуществляются формирование меток времени для цифровых потоков в формате VDIF и измерение задержек между этими метками и секундными импульсами шкалы времени радиотелескопа (1 Гц шкалы времени), а

Таблица 5. Параметры приёмной системы радиотелескопа РТ-13

Диапазон	Рабочий диапазон частот, ГГц	Поляризация	Оценка шумовой температуры, К	Ширина диаграммы направленности облучателя (–16 дБ)	Число субканалов ПЧ	Режимы работы
S	2,2–2,6	Левая и правая круговые	23,2	130°	2	1S + 3X 1X + 3Ka
X	7,0–9,5		29,7		6	
Ka	28–34		44,5		6	

Таблица 6. Основные параметры BRAS

Параметр BRAS	Значение
Число каналов в системе	8
Полоса пропускания канала	512 МГц
Тактовая частота считывания цифровых выборок сигнала	1024 МГц
Вид квантования	2-бит
Суммарная скорость информационного потока на выходе каждого канала	2048 Мбит с ⁻¹
Суммарная скорость информационного потока на выходе системы	16 Гбит с ⁻¹
Формат данных на выходе системы	VDIF
Выходной интерфейс	10 GE
Сигналы синхронизации	100 МГц и 1 Гц
Интерфейс управления	Ethernet

также импульсами от приёмника глобальной навигационной системы (1 Гц ГНС).

Распределённая система управления BRAS реализована на контроллерах в ПЛИС КЦП и в модуле синхронизации. Сигналы управления между модулями передаются через интерфейс UART (Universal Asynchronous Receiver/Transmitter). Интерфейс связи (Ethernet) с центральным компьютером управления радиотелескопом размещён в модуле синхронизации. Максимальная полоса пропускания каналов BRAS составляет до 512 МГц, что соответствует суммарной скорости выходного информационного 2-битового потока 16 Гбит с⁻¹ (табл. 6).

Модульное исполнение системы со съёмными модулями стандарта Eurorack обеспечивает удобство эксплуатации, а вибростойкий корпус габаритами 440 × 310 × 235 мм с электромагнитным экранированием позволяет разместить BRAS в угломестной кабине радиотелескопа. Узел электропитания типа AC–DC (Alternating Current–Direct Current) фирмы "Delta Elektronika" размещается в том же корпусе вместе с модулями системы.

Экспериментальные исследования изготовленных 2-канальных прототипов BRAS (рис. 3) на радиоинтерферометре "Светлое"–"Зеленчукская" подтвердили правильность технических и программных решений, заложенных в систему. Опытные образцы BRAS будут установлены на радиотелескопах РТ-13 в обсерваториях "Зеленчукская" и "Бадары" комплекса "Квазар-КВО".

6. Система буферизации и передачи данных для радиоинтерферометра с малыми антеннами

Для оперативной передачи данных из обсерваторий на коррелятор в обсерваториях и точках доступа в магистральные каналы связи размещается сетевое и серверное оборудование, поддерживающее стандарты 10G Ethernet.

Разработан прототип системы буферизации и передачи данных (СБПД) на базе двух серверов: Dell R720 с двумя внешними массивами Dell PV MD1220, обеспечивающими подключение 24 накопителей (HDD) 2,5" (SAS/

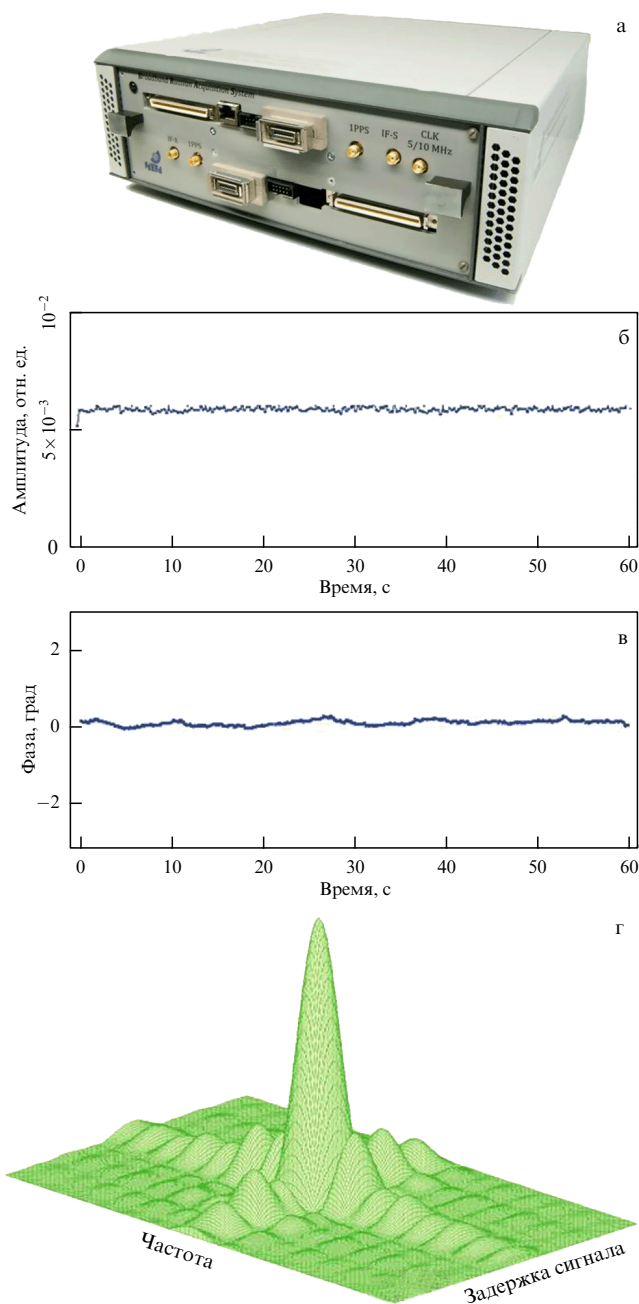


Рис. 3. (а) Макет каналов широкополосной цифровой системы преобразования сигналов. Корреляционный отклик: (б) амплитуда, (в) фаза и (г) пример вида модуля спектра мощности — при наблюдении источника 0059 + 581 на базе "Светлое"–"Зеленчукская" в полосе 512 МГц X-диапазона частот 21 сентября 2012 г. с помощью разработанных макетов.

SSD) в каждом массиве (рис. 4). Массивы соединены с сервером по интерфейсу SAS (Serial Attached SCSI (Small Computer System Interface)). На серверах установлены операционные системы UNIX (Linux версии Ubuntu 12.04 с файловой системой ext4 и FreeBSD-9.1 с файловой системой ZFS (Zetabyte File System)).

На этом прототипе проведено моделирование записи реального потока данных 16 Гбит с⁻¹ часового сеанса РСДБ-наблюдений (60 сканов радиоисточников). Оценена скорость передачи данных между серверами, соединёнными по волоконно-оптической линии связи с про-

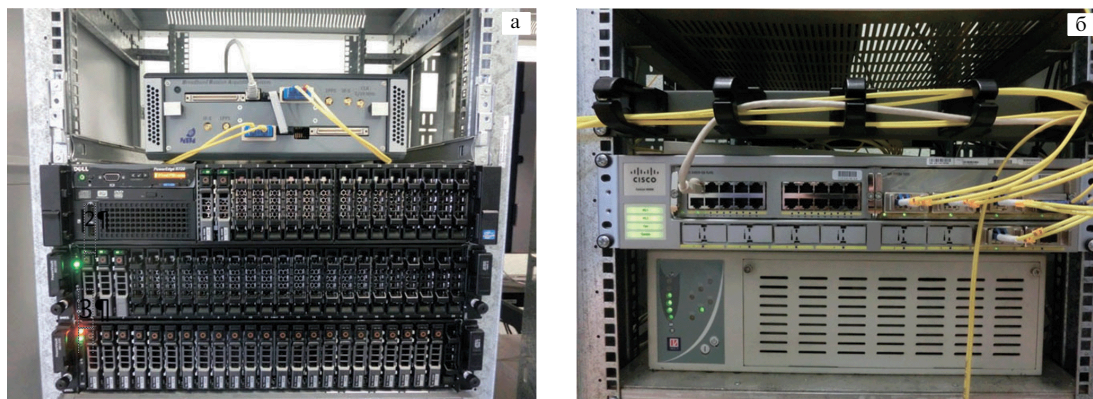


Рис. 4. (а) Прототип системы буферизации и передачи данных. (б) Двухканальная широкополосная система преобразования сигналов.

пускной способностью 10 Гбит с^{-1} через коммутатор c4900M высокоскоростным протоколом Tsunami-UDP.

Скорость записи смоделированных 60 сканов в течение одного часа (эмуляция данных от 8 каналов широкополосной системы преобразования сигналов по 10 Гбайт суммарным объёмом 80 Гбайт) составила порядка 20 Гбит с^{-1} .

7. Программный коррелятор для обработки данных радиоинтерферометра нового поколения

С точки зрения систем первичной обработки, основное отличие радиоинтерферометра нового поколения заключается в существенном возрастании ширины полос пропускания частотных каналов и скорости поступления данных на коррелятор. На каждой станции сигналы квазаров оцифровываются двухбитовым квантованием и регистрируются в 4-частотных каналах в одной поляризации с шириной полосы пропускания 1024 МГц или в двух поляризациях с шириной полосы пропускания по 512 МГц. Суммарный поток данных от каждой станции составляет около 16 Гбит с^{-1} .

Для оперативной обработки РСДБ-данных малых антенн разрабатывается коррелятор нового поколения [12]. Коррелятор способен обрабатывать данные от шести станций в режиме квазиреального времени. Средняя скорость обработки данных равна средней скорости поступления данных на вход коррелятора — до 96 Гбит с^{-1} . Для фильтрации узкополосных помех в частотных каналах с широкими полосами пропускания коррелятор будет вычислять кросс-спектры РСДБ-сигналов с высоким разрешением — до 4096 точек спектра.

В качестве алгоритма обработки РСДБ-данных выбран FX-алгоритм (FX — Foreign Exchange), позволяющий увеличивать разрешение вычисляемых кросс-спектров при невысоком увеличении трудоёмкости вычислений. Коррелятор разрабатывается как программный, т.е. для его аппаратного обеспечения используются только стандартные, серийно изготавливаемые вычислительные системы. Основным отличием разрабатываемого коррелятора от существующих в мире РСДБ-корреляторов является реализация наиболее трудоёмких вычислений — выделения сигналов ГПИ (генератора пикосекундных импульсов) и вычислений кросс-корреляционных спектров — на графических процессорных ускорителях (ГПУ) "Nvidia Tesla". Использование ГПУ

позволяет существенно уменьшать размеры аппаратного обеспечения коррелятора.

В качестве типа аппаратного обеспечения выбран процессорный кластер на гибридных блейд-серверах модели V200F корпорации "Т-Платформы". Каждый блейд-сервер содержит два ЦПУ "Intel® Xeon® E5 2600" и два ГПУ "NVIDIA Tesla™" класса М. Между собой блейд-серверы связаны высокоскоростной локальной сетью стандарта InfiniBand через коммутатор "Mellanox", что позволяет любым двум блейд-серверам обмениваться данными на скорости до 56 Гбит с^{-1} .

Программное обеспечение (ПО) коррелятора включает в себя ПО формирования задания на обработку, ПО, осуществляющее обработку высокоскоростных входных потоков данных, и постпроцессорное ПО. Наиболее сложным является ПО, осуществляющее обработку высокоскоростных входных потоков данных. Его структура и взаимодействие с аппаратным обеспечением коррелятора показаны на рис. 5. ПО включает в себя модули нескольких типов. Вычислительные операции реализованы в станционных и корреляционных модулях (СМ и КМ), каждый из которых реализован на одном блейд-сервере. Число станционных модулей равно числу станций, данные каждой из которых обрабатываются одним модулем. Сигналы декодируются и смещаются на геометрическую задержку станции. Смещение данных производится в оперативном запоминающем устройстве (ОЗУ) блейд-сервера, имеющем 64 Гбайта оперативной памяти, что позволяет накапливать данные в течение 30 с. При необходимости накапливаемые данные могут сохраняться в постоянном запоминающем устройстве (ПЗУ) кластера. Выходной поток станционного модуля, передаваемый по InfiniBand, равен входному потоку величиной 16 Гбит с^{-1} .

Далее данные передаются на корреляционные модули, на каждый модуль поступают данные одного частотного диапазона всех станций, входной поток данных всех корреляционных модулей одного диапазона 24 Гбит с^{-1} . Каждый частотный диапазон обрабатывается несколькими модулями, общим числом L , но не более 10. Корреляционный модуль получает блок данных за период накопления, например 1 с. Следующий блок получит данные следующего периода накопления и т.д. Когда данные будет получать L -й модуль, первый модуль успеет обработать свой блок данных, выгрузить результаты и приготовиться к приёму очередного блока.

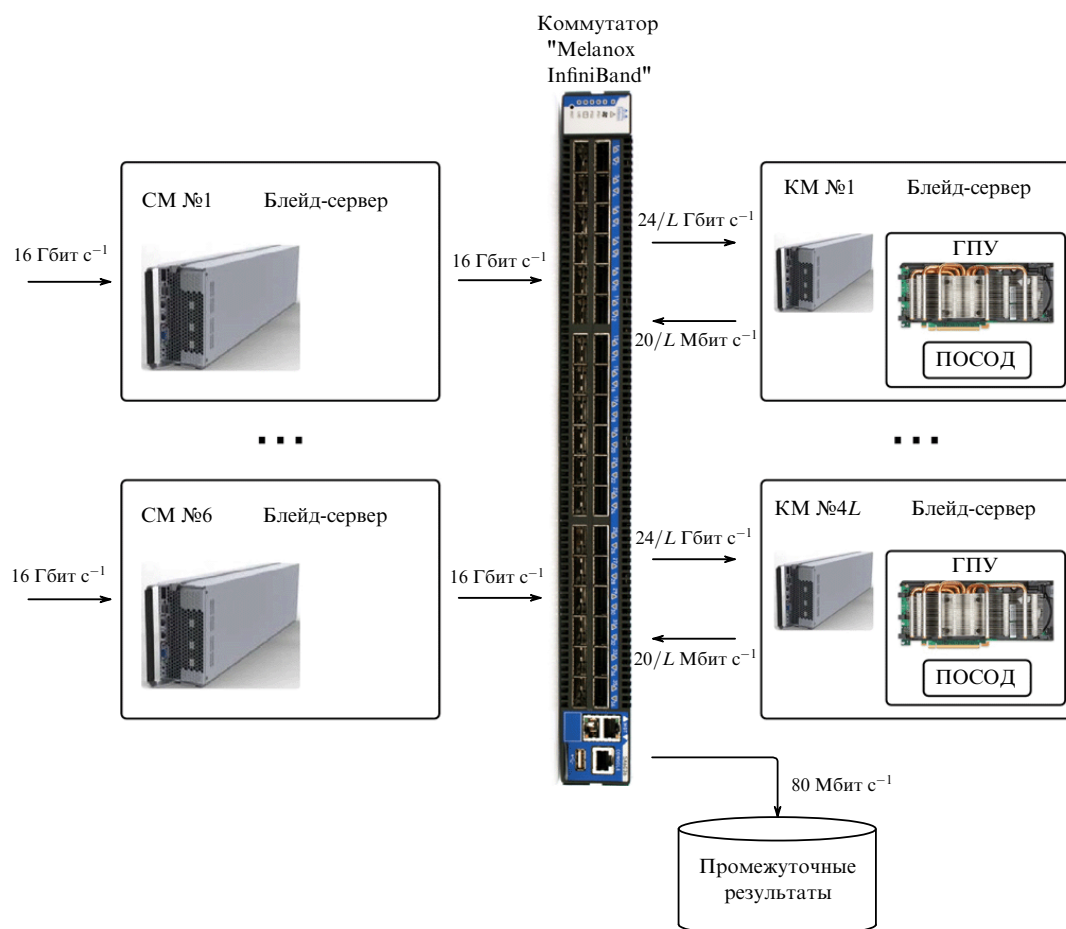


Рис. 5. Структура и взаимодействие аппаратного и программного обеспечения 6-станционного коррелятора.

В корреляционном модуле данные обрабатываются в ГПУ специальным программным обеспечением спектральной обработки данных (ПОСОД). Вычисляются кросскорреляционные функции и выделяются сигналы ГПИ. Результаты работы ГПУ — потоки данных со средней скоростью до 20 Мбит с^{-1} на один частотный диапазон — выгружаются в оперативную память корреляционных модулей, через локальную сеть передаются на рейд-массив процессорного кластера и сохраняются. Вычисленные точные значения групповых задержек передаются в центр обработки и анализа данных.

8. Система измерения электрических характеристик атмосферы

Система измерения электрических характеристик атмосферы (СИЭХА) представляет собой аппаратно-программный комплекс, предназначенный для оперативного определения переменной составляющей тропосферной задержки распространения сигнала, обусловленной вариациями интегрального содержания водяного пара вдоль луча зрения антенной системы [13]. Определение тропосферной задержки основано на том, что яркостная температура тропосферы на волнах, близких к резонансной частоте водяного пара ($22,235 \text{ ГГц}$), и переменная компонента тропосферной задержки являются функциями интегрального влагосодержания на луче зрения антенны.

СИЭХА, построенная по классической для данного класса устройств схеме, имеет двухканальный радио-

метр, работающий на частотах $20,4 \text{ ГГц}$ и $31,7 \text{ ГГц}$ с шириной полосы 500 МГц , со встроенными средствами калибровки мощности принимаемых сигналов, две рупорно-линзовые антенны, диаграммы направленности которых отклоняются в пределах 180° поворотным плоским перископическим зеркалом, установленным под углом 45° к горизонту. Полуширина диаграммы направленности рупорных облучателей составляет 6° . СИЭХА установлена на азимутальное опорно-поворотное устройство, что позволяет наводить диаграмму направленности рупорно-линзовой антенны в любую точку полусферы.

Оба канала радиометра построены по идентичной схеме. На входе сверхвысокочастотного блока установлены два ферритовых Y-переключателя, последовательно подключающие к входу малошумящего усилителя сигналы антенны и попеременно одну из двух калибровочных согласованных нагрузок, находящихся при температуре $T_1 = 40,000 \pm 0,007^\circ\text{C}$ ("холодная" нагрузка) и $T_2 = 65,000 \pm 0,007^\circ\text{C}$ ("тёплая" нагрузка). В качестве малошумящего усилителя использованы серийные конвертеры сигналов в диапазон промежуточных частот. На выходе конвертеров установлен субблок, содержащий усилители промежуточной частоты, квадратичные детекторы и усилители тока детектора. С выхода усилителя тока детектора сигнал подаётся на систему регистрации данных.

Погрешность измерения относительных вариаций задержки, которая определяется в основном чувстви-

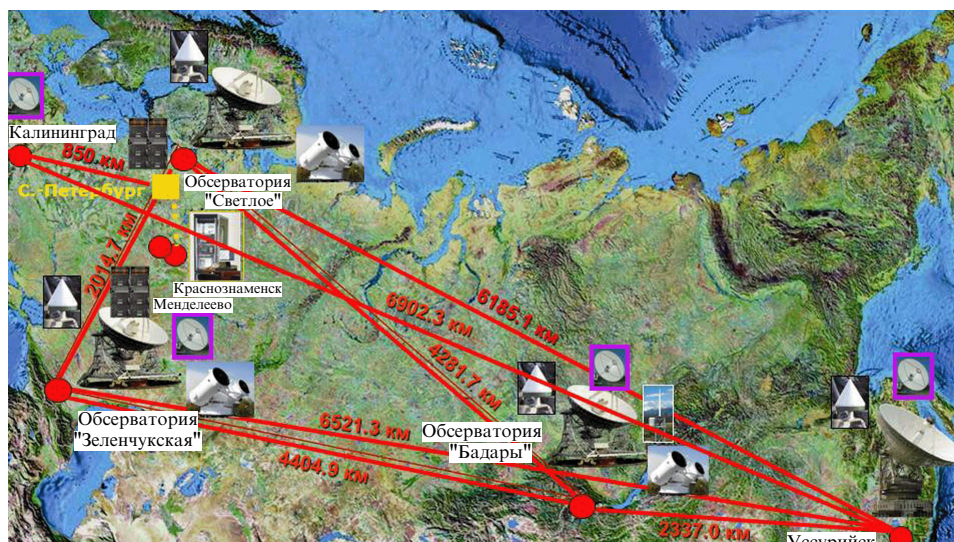


Рис. 6. Радиоинтерферометрический комплекс "Квазар-КВО" — 2020 год.

тельностью к изменениям яркостной температуры атмосферы и стабильностью параметров радиометров, не превышает 0,5 К (при эффективном времени усреднения сигнала 1 с).

9. Заключение

В результате реализации проекта радиоинтерферометрический комплекс "Квазар-КВО" (рис. 6) будет модернизирован для проведения фундаментальных исследований на субмиллиметровом уровне точности и для оперативного определения всемирного времени с погрешностью не более 10 мкс в режиме реального времени в интересах ГЛОНАСС. Модернизация позволит комплексу "Квазар-КВО" работать в составе международных (глобальных) радиоинтерферометрических сетей нового поколения, что обеспечит контроль получаемых данных о параметрах вращения Земли и системах координат.

Список литературы

1. Финкельштейн А М и др., в сб. *Труды Института прикладной астрономии РАН* Вып. 13 (Под ред. А М Финкельштейна) (СПб.: Наука, 2005) с. 7
2. Федеральная целевая программа "Поддержание, развитие и использование системы ГЛОНАСС на 2012–2020 годы", утверждена Постановлением Правительства Российской Федерации № 189 от 3 марта 2012 г.
3. Финкельштейн А М и др., в сб. *Труды Института прикладной астрономии РАН* Вып. 23 (Под ред. А В Ипатова) (СПб.: Наука, 2012) с. 55
4. Dick W R, Richter B (Eds) *IERS Annual Report 2008-09* (Intern. Earth Rotation and Reference Systems Service, Central Bureau) (Frankfurt am Main: Verlag des Bundesamts für Kartographie und Geodäsie, 2012), Electronic version published on December 23, 2011
5. Plag H-P, Pearlman M (Eds) *Global Geodetic Observing System: Meeting the Requirements of Global Society on a Changing Planet in 2020* (New York: Springer, 2009)
6. Hase H et al., in *Measuring the Future. Proc. of the Fifth IVS General Meeting* (Eds A Finkelstein, D Behrend) (St. Petersburg: Nauka, 2008) p. 109
7. Ипатов А В, Чернов В К, в сб. *Труды Института прикладной астрономии РАН* Вып. 21 (Под ред. А М Финкельштейна) (СПб.: Наука, 2010) с. 69
8. Ипатов А В и др., в сб. *Труды Института прикладной астрономии РАН* Вып. 2 (Под ред. А М Финкельштейна) (СПб.: Наука, 1997) с. 232
9. Карпичев А С, Иванов Д В, в сб. *Труды Института прикладной астрономии РАН* Вып. 24 (Под ред. А В Ипатова) (СПб.: Наука, 2012) с. 233
10. Ипатов А В, Кольцов Н Е, Федотов Л В *Приборы и техника эксперимента* (6) 140 (2006)
11. Федотов Л В и др., в сб. *Труды Института прикладной астрономии РАН* Вып. 24 (Под ред. А В Ипатова) (СПб.: Наука, 2012) с. 165
12. Суркис И Ф и др., в сб. *Труды Института прикладной астрономии РАН* Вып. 24 (Под ред. А В Ипатова) (СПб.: Наука, 2012) с. 172
13. Быков В Ю, Ильин Г Н, Кайдановский М Н, в сб. *Труды Института прикладной астрономии РАН* Вып. 21 (СПб.: Наука, 2010) с. 255