

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

Научная сессия Отделения общей физики и астрономии Российской академии наук

(28 февраля 2001 г.)

28 февраля 2001 г. в Физическом институте им. П.Н. Лебедева РАН состоялась научная сессия Отделения общей физики и астрономии Российской академии наук. На сессии были заслушаны доклады:

1. **Новиков И.Д.** (Астрокосмический центр, Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва). *Отзвуки Большого взрыва (наблюдения реликтового излучения).*

2. **Караченцев И.Д.** (Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, Карачаево-Черкессия). *Скрытая масса в Местной вселенной.*

3. **Черепашук А.М.** (Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва). *Поиски черных дыр: новейшие данные.*

4. **Яковлев Д.Г.** (Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург). *Сверхтекучесть в нейтронных звездах.*

Краткие содержания докладов публикуются ниже.

PACS numbers: 95.85.Bh, 98.80.Cq, 98.80.Es

Отзвуки Большого взрыва (наблюдения реликтового излучения)

И.Д. Новиков

Последние 10 лет ознаменовались качественным изменением ситуации в наблюдательной космологии, связанным с успешной реализацией более 60 проектов по измерению анизотропии реликтового электромагнитного излучения (РИ). Начиная с пионерских работ [1–5], внимание к этой бурно развивающейся области астрофизики неуклонно растет. Важность и актуальность измерений анизотропии РИ обусловлена уникальной возможностью получения "прецизионных" данных о таких важнейших параметрах современной Вселенной, как величина постоянной Хаббла $H_0 = 100h$ км с⁻¹ Мпк⁻¹, доля барионной (Ω_b) и "скрытой" (Ω_m) массы, величина космологической постоянной Ω_Λ (все в единицах критической плотности), показатель спектра догалактических неоднородностей n_s и целый ряд других.

Первая успешная реализация этой программы связана с проектом COBE [6], впервые зарегистрировавшим

флуктуации температуры РИ на небесной сфере на уровне $\Delta T/T \approx 10^{-5}$ на частотах 53 и 90 ГГц с угловым разрешением $\text{FWHM} = 7^\circ$. Соответствующая часть спектра возмущений, порождающих анизотропию РИ на углах $\theta > 7^\circ$, связана с пространственными масштабами флуктуаций $\lambda > 300$ Мпк и заведомо превышает типичные размеры наблюдаемых структур во Вселенной. После COBE особое внимание приковывают к себе данные наземных, баллонных и спутниковых экспериментов, детализирующие структуру сигнала с более высоким, чем у COBE, угловым разрешением, вплоть до $\text{FWHM} \approx 3'$.

Среди них прежде всего следует отметить проекты ScaSatoon, QMAP, MSAM, CBI, BOOMERANG, MAXIMA-1 и др. (подробное описание результатов проектов см. в [7]). Заметим, что рекордная на сегодняшний день точность определения космологических параметров из данных по анизотропии РИ достигнута в рамках последних двух экспериментов (соответствующие ошибки в определении спектральных характеристик анизотропии не превышают $\delta c_1/c_1 = 10\%$ в диапазоне углов $0 \leq \theta < 1^\circ$).

В целом данные BOOMERANG + MAXIMA-1 находятся в хорошем согласии с предсказаниями инфляционных теорий о близости современной плотности всех форм материи к критической: $\Omega_b + \Omega_m + \Omega_\Lambda = 1,09 \pm 0,07$ [8]. Однако они предсказывают сравнительно высокое содержание барионов $\Omega_b h^2 = 0,031 \pm 0,005$, превышающее оптимальное значение $\Omega_b h^2 \approx 0,02$, которое вытекает из анализа распространенности космических ⁴He, дейтерия и водорода. В целом анализ данных MAXI–BOOM коллаборации приводит к выводу о том, что "стандартная" $\Lambda + \text{CDM}$ космологическая модель — $\Omega_m + \Omega_b + \Omega_\Lambda = 1$; $\Omega_b h^2 = 0,019$; $\Omega_m = 0,3$; $h = 0,65$ и $n_s = 1$ — на 95%-ном уровне значимости лежит вне пределов оптимума данных [8]. Более предпочтительными являются модели с 5–10%-ным отклонением от спектра Харрисона–Зельдовича ($n_s \approx 1,05 \pm 0,09$), либо с рекомбинацией при красных смещениях $Z \approx 10–15$. Однако, как было показано в [9], перечисленные выше модификации стандартной ΛCDM -космологии характеризуются практически одним и тем же среднеквадратичным отклонением $\chi^2 \approx 6,75–6,79$, включая и модель с "затянутой" рекомбинацией [9]. Практически это означает, что на существующем уровне точности выделения

сигнала из-под шумов различной природы выбор между моделями сделать невозможно. Однако даже при повышении точности ситуация может измениться слабо, так как, например, подавление уровня флуктуаций на малых углах за счет "красного" наклона спектра $n_s = 0,95$ и ослабление флуктуаций за счет вторичной ионизации оказываются чрезвычайно близкими по уровню. Отмеченная выше проблема "вырождения" имеет два принципиально важных пути решения. Во-первых, в любом случае необходимо повышать точность определения спектра анизотропии как за счет увеличения процента покрытия неба наблюдениями (так называемая "cosmic variance problem"), так и за счет понижения собственных шумов приемной аппаратуры. Во-вторых, принципиально важно наряду с измерениями анизотропии РИ одновременно осуществлять измерения флуктуаций поляризации. Собственно, эти два направления и будут реализовываться как в рамках следующих запусков коллаборации MAXI-BOOM, так и в наиболее многообещающих космических проектах MAP и PLANCK. Заметим, что в отличие от анизотропии РИ, которая уже зарегистрирована, поляризация излучения будет исследоваться впервые на уровне обнаружения сигнала. Однако для поляризационных экспериментов, где отношение сигнал/шум не превышает нескольких единиц (в отличие от анизотропии, где отношение сигнал/шум ожидается на уровне 10–30) чрезвычайно важными оказываются методы фильтрации галактических и внегалактических помех, обусловленных поляризационными свойствами синхротронной и free-free эмиссий, излучением пыли, вкладом точечных источников и др. Особое значение для будущих поляризационных экспериментов имеет учет анизотропии, которая вносится приемной системой и зависит от частоты приема в силу аппаратных особенностей эксперимента. В этой связи важнейшую роль в выделении сигнала призваны сыграть методы обработки, максимально удаляющие шумы из карт (а не "размазывающие" их по спектру мощности). К числу таких методов можно отнести амплитудно-фазовый анализ [10], базирующийся на устранении помех не в амплитудном, а в фазовом пространстве, где проявление различного рода негауссовых помех оказывается наиболее значимым. Важную роль в отождествлении шумов призван сыграть метод особых точек поля поляризации [11–13], учитывающий, что структура сигнала в зонах, где первичная поляризация отсутствует ("особые точки"), определяется шумами. Фазовый анализ карт анизотропии и поляризации особенно важен для детектирования вклада пекулярности приемного тракта (антенна + абберации). В целом перечисленные выше методы очистки карт анизотропии и поляризации будут являться важным дополнением к таким традиционным методам, как MEM (maximum entropy method), RC (radical compression) и вейвлет-анализ.

В заключение подчеркнем, что в следующие 10 лет, несомненно, будут получены выдающиеся результаты в экспериментальном изучении анизотропии и поляризации реликтового электромагнитного излучения, которые подведут закономерный итог почти полувековых исследований микроволнового фона. Заглядывая в будущее, можно уверенно сказать, что эпоха проектов MAP и PLANCK ознаменуется целым рядом важнейших открытий, продвигающих нас в понимании общих закономерностей (и деталей!) строения и эволюции Вселенной.

Список литературы

1. Сахаров А Д *ЖЭТФ* **49** 345 (1965)
2. Silk J *Astrophys. J.* **151** 459 (1968)
3. Peebles P J E, Yu J T *Astrophys. J.* **162** 815 (1970)
4. Zel'dovich Ya B, Syunyaev R A *Astrophys. Space Sci.* **7** (1) 1 (1970)
5. Зельдович Я Б, Курт В Г, Сюняев Р А *ЖЭТФ* **55** 278 (1968)
6. Bennet C L et al. *Astrophys. J. Lett.* **464** L1 (1996)
7. Hu W, <http://www.sns.ias.edu>
8. de Bernardis P et al. *Nature* **404** 955 (2000); Hanany S et al. *Astrophys. J.* **545** L5 (2000)
9. Naselsky P D et al., astro-ph/0102378
10. Naselsky P D, Novikov D I, Silk J, in *Proc. IA Symp. 201. Manchester, August 7–14, 2000*; astro-ph/0007133
11. Naselsky P D, Novikov D I *Astrophys. J.* **507** 31 (1998)
12. Dolgov A D et al. *Int. J. Mod. Phys. D* **8** 189 (1999)
13. Naselsky P et al., in *Proc. IA Symp. 201. Manchester, August 7–14, 2000*; astro-ph/0012319

PACS numbers: 95.35.+d, 98.65.–r

Скрытая масса в Местной вселенной

И.Д. Караченцев

1. Краткая история

Проблема существования во Вселенной скрытой (темной, невидимой) материи ведет свое начало с 1933 г., когда Ф. Цвикки обнаружил [1], что для объяснения наблюдаемых скоростей галактик в богатых скоплениях необходимы массы в десятки раз больше суммы индивидуальных масс галактик. Позднее было показано [2], что несоответствие между "вириальными" (определяемыми из теоремы о вириале) и индивидуальными массами является типичным для систем галактик разного масштаба: от пар и групп галактик до скоплений и сверхскоплений. В 70-е годы Фриман, Санчизи и Рубин обнаружили, что у многих галактик кривые вращения на больших расстояниях от центра не выходят на кеплеровскую асимптотику, а остаются "плоскими", требуя наличия на внешних окраинах галактик значительной массы [3]. У некоторых авторов сложилось убеждение, что массивные темные "короны" простираются в десятки раз дальше видимых границ галактик, а их суммарная масса способна объяснить "вириальный парадокс" в скоплениях [4, 5]. В 80-е годы было обнаружено рентгеновское излучение горячего газа в скоплениях галактик с температурой, как раз соответствующей вириальным движениям галактик [6]. Наконец, наиболее прямые измерения массы скоплений по эффектам гравитационного линзирования или искажения изображений более далеких галактик [7] подтвердили наличие больших невидимых масс в богатых скоплениях. Можно считать вполне установленным фактом, что оценки масс богатых скоплений как по вириальным движениям, так и по свойствам рентгеновского излучения газа и по эффектам гравитационного линзирования согласуются друг с другом в пределах 50 %.

Однако, пока такое соответствие имеет место не на всех этапах структурной иерархии Вселенной. В таблице представлены основные средние характеристики систем галактик разного масштаба от одиночных галактик до скоплений: радиус системы, средняя квадратичная скорость внутренних движений, относительное число галактик, входящих в систему данного уровня, отношение полной массы к светимости $M_\odot/L_\odot$, среднее отношение

скрытой массы к видимой (DM/LM) и относительный вклад системы галактик в общую плотность материи во Вселенной. Здесь для параметра Хаббла принято значение $H = 70 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$, чему соответствует критическая плотность $\Omega_0 = 1,0 \times 10^{-29} \text{ г см}^{-3}$. В пределах стандартного оптического радиуса средняя галактика имеет отношение видимой массы к светимости около $7M_\odot/L_\odot$. При средней плотности светимости во Вселенной $1,4 \times 10^8 L_\odot \text{ Мпк}^{-3}$ [5] средняя плотность скрытой массы составляет $0,048 - 0,125$ в долях критической плотности.

Таблица. Распределение скрытой массы

Свойства	Галактики	Пары	Группы	Скопления
Радиус, Мпк	0,03	0,09	0,25	1,7
Ср. кв. скорость, км с^{-1}	(25)	35	70	600
Доля галактик в системе	0,35	0,15	0,40	0,10
$M_\odot/L_\odot$	20	20	30–(200)	250
Метод оценки	Кривые вращения	Орбитальные движения	Вириальные движения, сфера $V = 0$	Рентген, гравитационное равновесие
DM/LM	2	2	3–(27)	35
Удельный вклад в общую массу	15 % (6 %)	6 % (2 %)	27 % (72 %)	52 % (20 %)

Приведенные данные показывают, что наибольшее различие в оценках скрытой массы приходится на промежуточное звено — группы галактик. Многие авторы приводят для групп среднее отношение вириальной массы к светимости $\sim 200M_\odot/L_\odot$ [8], тогда как по нашим данным [9] это отношение составляет всего $\sim 30M_\odot/L_\odot$. В первом случае группы галактик дают основной вклад (72 %) в общую плотность Вселенной, во втором основной вклад (52 %) приходится на богатые скопления. Этим обстоятельством обусловлена и неопределенность оценок средней плотности скрытой массы во Вселенной (от 0,048 до 0,125 Ω_0). Для выяснения ситуации потребовалось детальное систематическое исследование структуры и динамики самых близких групп галактик.

2. Топография Местной вселенной

Как неоднократно подчеркивал Дж. Пиблс [10], знание точных расстояний и скоростей у близких галактик позволяет рассчитывать их взаимные положения в различные эпохи Z и, тем самым, определять величину Ω_m на масштабах $\sim (1-10) \text{ Мпк}$. К сожалению, до последних лет ситуация с лучевыми скоростями и, особенно, расстояниями галактик в Местной вселенной выглядела удручающе бедной. Так, в выборке $N = 179$ соседних с нами галактик с лучевыми скоростями $V < 500 \text{ км с}^{-1}$ [11] только 8 % галактик имели надежные оценки расстояния. Более того, недавно были высказаны веские соображения, согласно которым ожидаемая плотность числа галактик во Вселенной на порядок (!) выше наблюдаемой [12, 13]. Предполагается, что не обнаруженные пока галактики являются карликовыми системами с очень низкой поверхностной яркостью, и их вклад в общую массу может быть сравним с вкладом нормальных галактик.

В последние годы в Специальной астрофизической обсерватории (САО) РАН совместно с Институтом

Макса Планка (Германия), а также с другими обсерваториями Испании, США, Украины и Финляндии была осуществлена программа поиска и исследования новых близких галактик. Программа состоит из следующих этапов.

1. Поиски новых близких карликовых галактик на репродукциях фотографических обзоров неба POSS-II и ESO/SERC. В результате было обнаружено более 600 кандидатов в близкие галактики.

2. Измерение лучевых скоростей у новых галактик по наблюдениям их в линии нейтрального водорода (21 см) на радиотелескопах Германии, Франции и Австралии, а также по оптическим эмиссионным линиям на 6-метровом телескопе САО РАН.

3. Получение крупномасштабных изображений всех близких галактик на 6-метровом телескопе и других телескопах с ПЗС-приемниками, разрешение галактик на звезды, измерение расстояний галактик с точностью $\sim 20 \%$ по светимости ярчайших звезд.

4. Обзор 200 наиболее близких галактик на космическом телескопе Хаббла, измерение их расстояний с точностью $\sim 5 \%$ по светимости звезд ветви красных гигантов.

К настоящему времени основные этапы этого проекта завершены. Количество галактик в Местном объеме, ограниченном расстоянием $D = 7 \text{ Мпк}$, или лучевой скоростью $V < 500 \text{ км с}^{-1}$, выросло в два раза. Число близких галактик с измеренными (фотометрическими) расстояниями увеличено нами более чем на порядок [14–16]. Получен уникальный пласт новых наблюдательных данных, которые позволили впервые построить трехмерную карту Местного объема Вселенной и исследовать в нем поле пекулярных скоростей.

Рельеф Местной вселенной имеет четко выраженную фрактальную структуру с наличием пустых объемов разного масштаба. Галактики скучиваются в волокнистые и плоские образования, обрамляющие пустоты. Из всего населения Местного объема (340 галактик) более половины сосредоточено в зоне гравитационного влияния всего семи самых массивных галактик. В число этих галактик "олигархов" входит и наш Млечный Путь. Пространственное скучивание галактик характеризуется степенной двухточечной корреляционной функцией со стандартным показателем $\gamma = -1,8$. При этом стандартная корреляционная функция Пиблса описывает скучивание галактик вплоть до масштаба, сравнимого с диаметром отдельной галактики (30 кпк).

3. Анизотропия поля скоростей галактик

Новые данные о лучевых скоростях и расстояниях 180 галактик Местного объема обнаруживают значительные отклонения от изотропного хаббловского расширения [16]. Наблюдаемое распределение локальной величины параметра Хаббла на небе может быть представлено трехосным эллипсоидом, имеющим отношение осей $H_a : H_b : H_c = 81 : 62 : 48 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$ с погрешностью $\sim 8 \%$. Минимальные значения параметра Хаббла наблюдаются вдоль полярной оси Местного сверхскопления, а область наибольших значений находится на экваторе Сверхскопления, образуя угол $\Theta = 29^\circ \pm 5^\circ$ относительно центра скопления Virgo. В целом локальная картина нехаббловских движений галактик мало соответствует известной модели сферически симметричного потока галактик к центру Virgo [17]. Одной из

причин этого различия может быть эффект дифференциального вращения Местного сверхскопления. Однако существование большого момента вращения на масштабе ~ 10 Мпк трудно совместить с выводами современных космологических моделей.

4. Местная группа и хаббловская зависимость в ее окрестностях

Наша Галактика (Млечный Путь) и галактика в Андромеде (М31) совместно с 30 их спутниками образуют Местную группу. Объемное распределение 70 ближайших галактик внутри и вокруг Местной группы в кубе с ребром ± 3 Мпк показано на рис. 1. Для большинства этих галактик точные расстояния были измерены в последние два года. Темные точки — два новых спутника Андромеды, открытых в CAO в 1999 г. [18]. Зависимость между лучевыми скоростями V_{LG} и расстояниями D_{LG} ближайших галактик за пределами Местной группы представлена на рис. 2. Хаббловская зависимость $V = HR$ относительно центра Местной группы показывает ожидаемый нелинейный эффект, обусловленный гравитационным торможением хаббловского потока масс Местной группы. Радиус сферы нулевой скорости R_0 и полная масса группы M_{LG} связаны простым соотношением $M_{LG} = (\pi^2/8G)H^2 R_0^3$ [19], где G — постоянная тяготения. При $H = 70$ км с $^{-1}$ Мпк $^{-1}$ и наблюдаемом значении $R_0 = 0,96 \pm 0,05$ Мпк полная масса Местной группы составляет $(1,2 \pm 0,2) \times 10^{12} M_\odot$, а отношение массы к светимости $M/L = (23 \pm 4) M_\odot/L_\odot$. Отметим, что полученное значение полной массы хорошо согла-

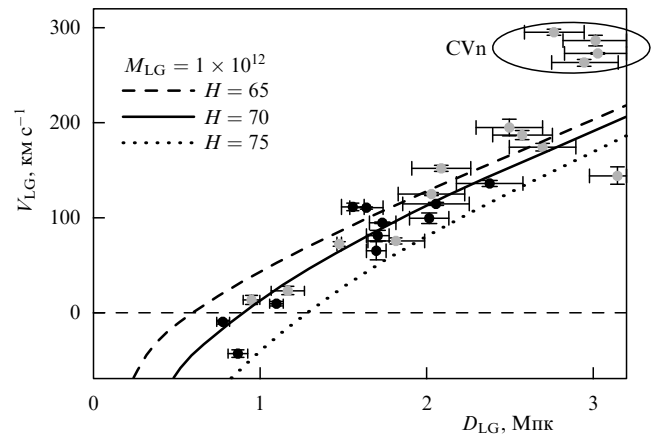


Рис. 2. Скорости и расстояния близких галактик относительно центра Местной группы. Три линии (слева направо) отвечают ожидаемой хаббловской зависимости при $H = 70$ км с $^{-1}$ Мпк $^{-1}$ и значениях полной массы Местной группы 3×10^{11} , 1×10^{12} и $3 \times 10^{12} M_\odot$. Овалом отмечены 4 галактики из "облака" Canes Venatici.

сует с суммой оценок массы М31 $(0,8 \pm 0,4) \times 10^{12} M_\odot$ и Млечного Пути $(0,9 \pm 0,4) \times 10^{12} M_\odot$, сделанных по орбитальным движениям их спутников на масштабе ~ 200 кпк [20, 21].

Большинство галактик на рис. 2 являются хорошо изолированными объектами. Дисперсия их лучевых скоростей относительно хаббловской зависимости составляет всего 25 км с $^{-1}$, что можно рассматривать

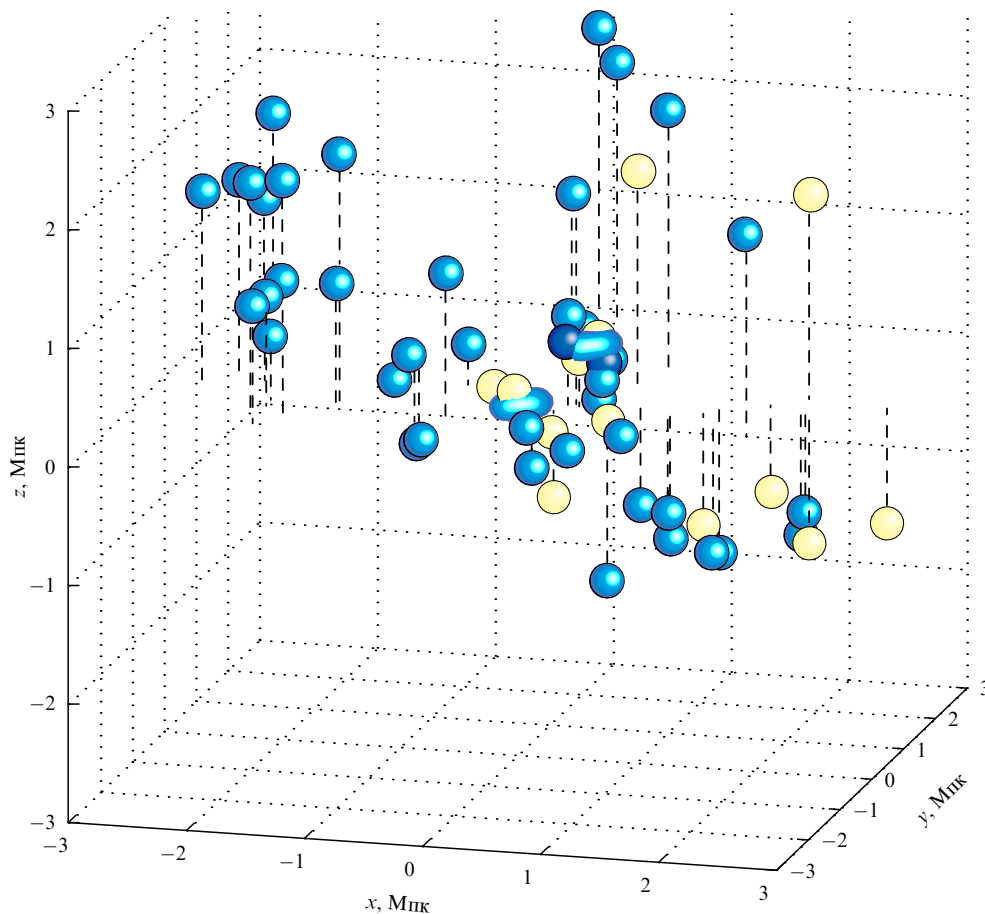


Рис. 1. Местная группа и ее окрестности

как первую надежную оценку тепловых (хаотических) движений галактик в пространстве между группами. С учетом вириальных движений средняя дисперсия лучевых скоростей в Местном объеме равна 72 км с^{-1} . Согласно [22], такое "холодное" поле пекулярных скоростей ограничивает среднюю локальную плотность материи величиной $\Omega_m < 0,08$.

5. Соседний комплекс галактик М81

Ближайшая к нам группировка галактик включает спирали М81, NGC 2403, NGC 4236 и простирается в виде волокна на $\sim 30^\circ$. С учетом 12 обнаруженных недавно карликовых систем население комплекса составляет 34 галактики. Для 23 из них измерены лучевые скорости, а для 28 определены расстояния на космическом телескопе Хаббла с точностью $\sim 200 \text{ кпк}$ [23]. Из анализа объемной структуры и кинематики этого комплекса следует, что радиус сферы нулевой скорости группы М81 равен $1,1 \text{ Мпк}$, чему соответствует полная масса $1,8 \times 10^{12} M_\odot$ или отношение полной массы к светимости $30 M_\odot/L_\odot$. При этом массы галактик М81 ($1,4 \times 10^{12} M_\odot$) и NGC 2403 ($0,4 \times 10^{12} M_\odot$), полученные по орбитальным движениям их спутников, хорошо согласуются с оценкой полной массы группы. Таким образом, в случаях как Местной группы, так и группы М81, наблюдается взаимное соответствие полной массы группы (масштаб $\sim 1 \text{ Мпк}$) и суммы орбитальных (вириальных) масс у главных галактик в подгруппах (масштаб $100\text{--}200 \text{ кпк}$). Отсюда следует, что основная часть объема у этих групп, очевидно, не заполнена скрытой массой.

6. Группы в Местном сверхскоплении

Для выделения групп галактик обычно использовались упрощенные критерии [8, 24], которые игнорировали индивидуальные свойства галактик. Это приводило к засорению групп ложными членами и к значительному переоцениванию вириальных масс. Использование более рафинированных условий кластеризации [9, 25] существенно понизило оценки масс. Новый критерий был применен к выборке 6300 близких галактик с лучевыми скоростями $< 3000 \text{ км с}^{-1}$, сосредоточенных в объеме Местного сверхскопления. В результате было выделено 840 групп, население которых составляет 55 % общего числа галактик. Типичные характеристики этих групп указаны в таблице. Среднее время пересечения у групп не превышает 10 % от хаббловского времени $1/H$. Среднее отношение вириальной массы к светимости мало зависит от размера группы и составляет $\sim 30 M_\odot/L_\odot$. Последняя величина находится в согласии с приведенными выше оценками полной массы для Местной группы и группы М81, что делает нашу систему типичным представителем групп галактик.

7. Заключение

Для объяснения природы невидимой материи было выдвинуто множество предположений с кандидатами в виде карликовых звезд, черных дыр, молекулярных газовых облаков, нейтрино, аксионов, гравитино и т.д. Обзоры различных гипотез и их проверка наблюдательными данными приведены в [26, 27]. Как видно из двух последних строк таблицы, отношение темной массы к массе видимой составляет для одиночных галактик, пар и групп величину $DM/LM = 2\text{--}3$, и только в богатых скоп-

лениях, как плотных "узлах" крупномасштабной структуры, это отношение возрастает более чем на порядок. При этом суммарный вклад в общую плотность материи у галактик, пар и групп ($15\% + 6\% + 27\%$) примерно такой же, как и у богатых скоплений (52 %). Возможно, мы наблюдаем два типа скрытой материи, имеющих существенно различное пространственное распределение: компактные темные оболочки отдельных галактик и обширные резервуары, заполняющие объемы богатых скоплений.

Здесь необходимо подчеркнуть, что между светимостью галактики и амплитудой ее внутренних движений имеет место четкая зависимость (соотношение Талли–Фишера для спиралей и Фабер–Джексона для Е, S0 галактик), разброс на которой составляет всего 15–20 %. Это означает, что невидимые массы галактик "пришиты" к их видимым массам в удивительно постоянной пропорции в диапазоне светимостей, превышающем три порядка.

В последние годы появились наблюдательные свидетельства [28] в пользу космологической роли вакуума, проявляющейся в виде универсальной силы отталкивания (знаменитый λ -член в уравнении Эйнштейна). Возможно, что на языке вакуумной космологии описание проблемы скрытой массы во Вселенной будет выглядеть существенно иначе.

Список литературы

1. Zwicky F *Helv. Phys. Acta* **6** 110 (1933)
2. Караченцев И Д *Астрофизика* **2** 81 (1966)
3. Freeman K C *Astrophys. J.* **160** 811 (1970)
4. Zaritsky D, White S D M *Astrophys. J.* **435** 599 (1994)
5. Bahcall N A, Lubin L M, Dorman V *Astrophys. J.* **447** L81 (1995)
6. Fabian A C et al. *Astrophys. J.* **248** 47 (1981)
7. Tyson J A et al. *Astrophys. J.* **281** L59 (1984)
8. Huchra J P, Geller M J *Astrophys. J.* **257** 423 (1982)
9. Makarov D I, Karachentsev I D *ASP Conf. Ser.* **209** 11 (2000)
10. Peebles P J E *Astrophys. J.* **449** 52 (1995)
11. Kraan-Korteweg R, Tammann G *Astron. Nachr.* **300** 181 (1979)
12. Klypin A A, Kravtsov A V, Valenzuela O *Astrophys. J.* **522** 82 (1999)
13. Bothun G, Impey C, McGaugh S *Publ. Astron. Soc. Pacific* **109** 745 (1997)
14. Karachentsev I D, Makarov D I *Astron. J.* **111** 535 (1996)
15. Karachentsev I D, Makarov D I, Huchtmeier W K *Astron. Astrophys. Suppl.* **139** 97 (1999)
16. Караченцев И Д, Макаров Д И *Астрофизика* **44** 11 (2001)
17. Kraan-Korteweg R C *Astron. Astrophys. Suppl.* **66** 255 (1986)
18. Karachentsev I D, Karachentseva V E *Astron. Astrophys.* **341** 355 (1999)
19. Sandage A R *Astrophys. J.* **317** 557 (1987)
20. Evans N W, Wilkinson M I *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **316** 929 (2000)
21. Zaritsky D et al. *Astrophys. J.* **478** 39 (1997)
22. Governato F et al. *New Astron.* **2** 91 (1997)
23. Karachentsev I D et al. *Astron. Astrophys.* **363** 117 (2000)
24. Maia M A G, Da Costa L N, Latham D W *Astrophys. J. Suppl.* **69** 809 (1989)
25. Karachentsev I *Astron. Astrophys. Trans.* **6** 1 (1994)
26. Trimble V *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **25** 425 (1987)
27. Weinberg D *ASP Conf. Ser.* **117** 578 (1997)
28. Perlmutter S et al. *Astrophys. J.* **517** 565 (1999)

PACS numbers: 04.70.-S, 97.80.Jp, 98.35.Jk

Поиски черных дыр: новейшие данные

А.М. Черепашук

1. Введение

Черные дыры предсказываются общей теорией относительности (ОТО) Эйнштейна. Черная дыра (ЧД) — область пространства-времени, для которой вторая космическая скорость равна скорости света $c = 300\,000\text{ км с}^{-1}$. Характерный размер ЧД определяется гравитационным радиусом $r_g = 2GM/c^2$. Величина $r_g = 30\text{ км}$ для $M = 10 M_\odot$ и 20 а.е. для $M = 10^9 M_\odot$. Радиус горизонта событий для ЧД $r_h = r_g$ для невращающейся (шварцшильдовской ЧД) и $r_h < r_g$ для вращающейся ЧД. Для ЧД, образовавшихся в нашу эпоху, горизонт событий еще не сформировался, поэтому это коллапсирующие объекты ("практически" ЧД).

С астрономической точки зрения, чтобы обнаружить ЧД нужно измерить массу объекта, показать, что его радиус не превышает r_g , а также получить наблюдательные свидетельства того, что у объекта имеется "практически" горизонт событий. Массы ЧД измеряются надежно по движению газа и звезд вблизи них. При этом, поскольку $r \gg r_g$, в большинстве случаев достаточно использовать закон тяготения Ньютона.

Радиусы ЧД измерять очень трудно. Пока используются лишь грубые ($r < 10r_g$) косвенные оценки: изучение мощной рентгеновской светимости при аккреции вещества на ЧД, анализ быстрой переменности, исследование профилей спектральных линий и т.п. Пока нет достаточных наблюдательных критериев ЧД, но все необходимые критерии ЧД выполняются.

Известно 3 типа ЧД:

1. ЧД звездной массы $M = 3 - 50 M_\odot$. В конце эволюции звезды образуется белый карлик (если масса ядра звезды $M_c \leq 1,2 M_\odot$), нейтронная звезда (если $M_c < 3 M_\odot$), ЧД (если $M_c \geq 3 M_\odot$).
2. Сверхмассивные ЧД в ядрах галактик ($M = 10^6 - 10^{10} M_\odot$).
3. Первичные ЧД, сформировавшиеся на ранних стадиях эволюции Вселенной. О них с наблюдательной точки зрения пока известно очень мало.

В последние годы дискутируется существование ЧД промежуточных масс $M = 10^2 - 10^4 M_\odot$, расположенных в окооядерных областях галактик (среднее расстояние от ядра $\sim 390\text{ пк}$).

Наблюдательные исследования ЧД ведутся в двух направлениях:

1. Поиски массивных компактных объектов — кандидатов в ЧД. Здесь имеется большой успех — число найденных кандидатов в ЧД приближается к 100.
2. Поиски достаточных критериев того, что найденные кандидаты в ЧД являются реальными ЧД. Здесь много трудностей, но есть прогресс и большие надежды на будущие космические рентгеновские, интерферометрические и гравитационно-волновые эксперименты.

2. Определение масс черных дыр

Ядра галактик. С помощью современных наблюдательных средств во многих случаях удастся непосредственно увидеть движущиеся звезды и газ вблизи ЧД (на расстояниях $r \sim 10^4 - 10^5 r_g$). Поэтому масса ЧД однозначно опре-

деляется непосредственно из закона тяготения Ньютона: $M_{\text{ЧД}} = rv^2/G$, где v — скорость движения газа или звезд, r — соответствующее расстояние до ЧД.

Рентгеновские двойные системы. Здесь компоненты раздельно не видны, измеряются лишь кривая лучевых скоростей и кривая блеска системы. В модели точечной оптической звезды и с использованием закона тяготения Ньютона по кривой лучевых скоростей можно найти функцию масс оптической звезды: $f_v(M) = M_x^3 \sin^3 i / (M_x + M_v)^2$, где M_x — масса ЧД, M_v — масса оптической звезды. Функция масс $f_v(M)$ — абсолютный нижний предел для массы ЧД: $M_x > f_v(M)$. Влияние неточности оптической звезды, ее грушевидной формы и эффекта рентгеновского прогрева мало для отношения масс $q = M_x/M_v > 5$ (случай транзитных рентгеновских двойных — рентгеновских новых). Масса ЧД выражается через функцию масс: $M_x = f_v(M)[1 + (1/q)]^2(1/\sin^3 i)$. Вследствие того, что компоненты не видны раздельно, имеются два свободных параметра: q и i — наклонение плоскости орбиты двойной системы к картинной плоскости. Параметр i находится из анализа оптической кривой блеска системы, обусловленной, в основном, эффектом эллипсоидальности оптической звезды. Параметр q определяется по вращательному уширению линий поглощения в спектре оптической звезды (звезда — неточечный объект и заполняет свою полость Роша). Имеется также ряд дополнительных условий, позволяющих независимо проконтролировать надежность определения массы ЧД по функции масс: данные о рентгеновских затмениях, информация о расстоянии до системы, оценка массы оптической звезды M_v по ее спектральному классу и классу светимости, орбитальная переменность профилей линий поглощения в спектре оптической звезды.

3. Определение радиусов черных дыр

Существуют следующие методы определения радиусов черных дыр.

1. По рентгеновской светимости и спектру. При аккреции на ЧД выделяется рентгеновская светимость $L_x = 0,057 \dot{M} c^2$ для шварцшильдовской ЧД и $L_x = 0,42 \dot{M} c^2$ для керровской ЧД. В рентгеновских двойных системах $L_x = 10^{36} - 10^{39}\text{ эрг с}^{-1}$, что говорит о компактности объекта. Однако величина темпа аккреции $\dot{M}$ точно неизвестна. Кроме того, в теории адвекционно-доминированного диска даже при известной $\dot{M}$ величина L_x мала, так как основная энергия, выделяемая при аккреции, сконцентрирована в горячих ионах, которые быстро уходят под горизонт событий.

2. По минимальному времени Δt быстрой переменности рентгеновского потока. Например, для системы CygX-1 $\Delta t = 10^{-3}\text{ с}$, тогда $r < c\Delta t = 300\text{ км} = 10r_g$.

3. В ядрах галактик методами высокого углового разрешения можно непосредственно увидеть окрестности ЧД. Пока ограничения слабые: $r < 10^4 r_g$. В будущем с помощью космических интерферометров оценки улучшатся.

4. По ширине Δv профилей линий излучения FeXXV, FeXXVI на $\sim 6,4\text{ кэВ}$: $\Delta v \approx 10\,000\text{ км с}^{-1}$. Красное смещение широкой компоненты рентгеновской линии соответствует $r \sim 6 - 10r_g$.

Кроме того, в соответствии с предсказаниями ОТО, у всех известных кандидатов в ЧД звездной массы нет феномена рентгеновского пульсара или рентгеновского

барстера 1-го типа, характерных для аккрецирующих нейтронных звезд (НЗ). Спектральное и временное поведение аккрецирующих НЗ и ЧД систематически различаются.

4. Массы черных дыр

в рентгеновских двойных системах

Измерены массы 15 массивных ($M_x > 3 M_\odot$) компактных ($r < 10 r_g$) рентгеновских источников в тесных двойных системах (кандидатов в ЧД): $M_x = 4\text{--}15 M_\odot$. Из них четыре находятся в массивных рентгеновских двойных со спутниками — горячими массивными О–В или WR звездами (системы CygX-1, LMCX-3, LMCX-1, CygX-3), одиннадцать — в транзитных рентгеновских двойных системах (рентгеновских новых), содержащих в качестве спутников холодные маломассивные А–М звезды (системы AO620-00, GS2023+338, GRS1124-68, GS2000+25, GROJ0422+32, GROJ1655-40, H1705-250, 4U1543-47, GRS1009-45, SAXJ1819.3-2525, XTE1118+480). Среди этих объектов нет рентгеновских пульсаров или рентгеновских барстеров 1-го типа, характерных для аккрецирующих нейтронных звезд, в полном соответствии с предсказаниями ОТО. Средняя масса ЧД $\bar{M}_x = 8\text{--}10 M_\odot$. Массы восемнадцати рентгеновских пульсаров и одного рентгеновского барстера 1-го типа (нейтронных звезд) в двойных системах, в соответствии с ОТО, не превышают $3 M_\odot$ и лежат в узких пределах $M_{\text{НЗ}} = 1\text{--}2 M_\odot$.

Распределение масс релятивистских объектов бимодально: средняя масса НЗ $\bar{M}_{\text{НЗ}} = 1,35 \pm 0,15 M_\odot$, средняя масса ЧД $\bar{M}_{\text{ЧД}} = 8\text{--}10 M_\odot$. В интервале масс $2\text{--}4 M_\odot$ в двойных системах не наблюдается ни нейтронных звезд, ни черных дыр.

Предшественниками релятивистских объектов в тесных двойных системах являются звезды Вольфа–Райе (WR) — обнаженные гелиевые ядра массивных звезд, потерявших свои мощные водородные оболочки в результате обмена масс в двойной системе. Измерены массы 24 звезд WR в двойных WR+О системах. Массы звезд WR распределены непрерывно и лежат в широком интервале $M_{\text{WR}} = 5\text{--}55 M_\odot$. С учетом радиальной потери массы в виде звездного ветра звездами WR вычислены массы их углеродно-кислородных ядер M_{CO}^f в конце эволюции. Величины M_{CO}^f лежат в широком диапазоне $M_{\text{CO}}^f = (1\text{--}2)\text{--}(20\text{--}44) M_\odot$ и распределены равномерно. Среднее значение $M_{\text{CO}}^f = 7\text{--}10 M_\odot$ и близко к среднему значению массы ЧД $\bar{M}_{\text{ЧД}} = 8\text{--}10 M_\odot$.

Различие распределений масс релятивистских объектов и масс СО-ядер в конце эволюции M_{CO}^f позволяет предположить, что не только масса предсверхновой определяет природу релятивистского объекта (НЗ, ЧД), но и другие параметры предсверхновой: вращение, магнитное поле и т.п. НЗ и ЧД в рентгеновских двойных системах различаются не только по массам, но и по наблюдательным проявлениям в соответствии с предсказаниями ОТО. Это укрепляет нашу уверенность в реальном существовании ЧД звездной массы.

5. Массы черных дыр в ядрах галактик

Измерены массы более 60 сверхмассивных ($M > 10^6 M_\odot$), компактных ($r < 10 r_g$), в большинстве случаев темных (отношение массы к светимости $M/L > 100$) тел в ядрах галактик: $M = 10^6\text{--}10^{10} M_\odot$. Массы примерно 20 ядер активных галактик определены по эффекту запаздывания

быстрой переменности эмиссионных линий относительно континуума (reverberation mapping method). Измеренное время запаздывания для разных галактик лежит в пределах $\Delta t = 5\text{--}80$ сут. Расстояние r от ЧД до газовых облаков, излучающих в линии, составляет $r = c\Delta t$. Характерная скорость движения облаков газа $\bar{v}$ определяется по доплеровской ширине линии. Тогда масса ЧД $M = \eta \bar{v}^2 r / G = 10^7\text{--}10^8 M_\odot$, где параметр $\eta = 1\text{--}3$ учитывает характер движения газовых облаков вокруг ЧД (для круговых движений $\eta = 1$).

Наблюдения с высоким угловым разрешением с борта космического телескопа Хаббла центральных ядерных областей у многих галактик (M87, NGC4261, NGC7052 и др.) позволили измерить распределение скоростей вращения центральных газовых структур вокруг ЧД и определить массы ЧД: $M = 10^8\text{--}10^9 M_\odot$.

Интерферометрические наблюдения со сверхдлинной базой (VLBI) мазерных источников вблизи ядер галактик позволили надежно измерить массу ЧД в ядре галактики NGC4258 ($M = 3,9 \times 10^7 M_\odot$) и в ядрах пяти других галактик.

Изучение движения индивидуальных звезд вблизи ядра нашей Галактики позволило измерить скорости и ускорения звезд и построить орбиты движения индивидуальных звезд вокруг ЧД на расстоянии $r < 0,005$ пк ($\cong 10^4 r_g$) от нее. Масса ЧД в ядре Галактики, определенная по распределению скоростей окрестных звезд, составляет $2,6 \times 10^6 M_\odot$; независимо определенная по ускорениям звезд масса ЧД равна $3 \times 10^6 M_\odot$.

Рентгеновская светимость ядра Галактики весьма мала ($L_x = 10^{37}$ эрг с^{-1}) и составляет $\sim 10^{-8}$ от критической эддингтоновской светимости. Наблюдается корреляция между массой балджа галактики и массой центральной ЧД (по ~ 45 галактикам): $M_{\text{ЧД}} \cong 0,5\% M_{\text{балдж}}$.

В двух случаях (наша Галактика и галактика NGC4258) наблюдаемая плотность вещества в измеренной ядерной области галактики ($r < 0,005 \text{ пк} \cong 1,5 \times 10^{16} \text{ см} \cong 10^4 r_g$ для $M = 10^6 M_\odot$) составляет $\rho > 10^{12}\text{--}10^{13} M_\odot/\text{nc}^3 = 10^{-10}\text{--}10^{-9} \text{ г см}^{-3}$ (для околосолнечных областей нашей Галактики $\rho \approx 0,1 M_\odot/\text{nc}^3$, для наиболее плотных звездных скоплений $\rho \sim 10^5 M_\odot/\text{nc}^3$). При плотности $\rho > 10^{12}\text{--}10^{13} M_\odot/\text{nc}^3$ характерное время испарения скопления отдельных темных тел $T_{\text{дин}} < 10^8\text{--}10^7$ лет при возрасте галактик $\sim 10^{10}$ лет. Поэтому массивные темные тела в ядрах нашей Галактики и галактики NGC4258 должны быть единичными компактными объектами.

Ширина и форма рентгеновской линии FeXXV на 6,4 кэВ в спектрах ядер ряда галактик соответствует скорости движения горячего газа ($T \cong 10^7$ К) $V_{\text{tot}} = 100\,000 \text{ км с}^{-1}$ на расстоянии $r = (3\text{--}6)r_g$.

Все эти данные сильно укрепляют нашу уверенность в существовании сверхмассивных ЧД в ядрах галактик.

6. Перспективы получения достаточных критериев существования ЧД

В будущем планируются следующие эксперименты, которые позволят получить достаточные критерии существования ЧД.

1. Космические радио- и рентгеновские интерферометры с угловым разрешением 10^{-6} секунды. В этом случае можно будет непосредственно наблюдать процессы вблизи горизонта событий, угловой радиус которого в ядрах близких галактик $\sim 10^{-6}$ секунды.

2. Гравитационно-волновые всплески от слияния ЧД в двойных системах.

3. Обнаружение радиопульсара в двойной системе с ЧД (ожидается один пульсар в паре с ЧД на ~ 1000 пульсаров).

4. Детальное исследование профилей рентгеновских линий и быстрой переменности рентгеновских потоков от аккрецирующих ЧД.

5. Исследование гравитационного микролинзирования ядер галактик звездами более близких галактик — гравитационных линз (угловое разрешение до 10^{-6} секунды).

6. Рутинное накопление надежных определений масс кандидатов в ЧД, статистическое сравнение наблюдаемых свойств ЧД с параметрами НЗ.

PACS numbers: 47.37.+q, 97.60.Gb, 97.60.Jd

Сверхтекучесть в нейтронных звездах

Д.Г. Яковлев

1. Введение

Нейтронные звезды (НЗ) — самые компактные из всех звезд. Их массы порядка $1,4 M_{\odot}$, где $M_{\odot}$ — масса Солнца, а радиусы около 10 км. Соответственно, средняя плотность вещества НЗ составляет несколько ρ_0 , где $\rho_0 = 2,8 \times 10^{14}$ г см $^{-3}$ — плотность материи в атомных ядрах. В лабораторных условиях атомные ядра почти несжимаемы. НЗ часто называют природными лабораториями вещества сверхъядерной плотности.

По современным представлениям [1], НЗ состоит из четырех основных слоев. Снаружи, до плотности 4×10^{11} г см $^{-3}$, расположена *внешняя кора*, состоящая из вырожденных электронов (e) и ионов (ядер). Глубже, до плотности $\sim 0,5 \rho_0$, простирается *внутренняя кора*, состоящая из ядер, электронов и свободных нейтронов (n). Далее, до $\sim 2\rho_0$ идет *внешнее ядро*, содержащее ферми-жидкость нейтронов с небольшой примесью вырожденных электронов и протонов (p) и, возможно, мюонов. Наконец, в центре расположено *внутреннее ядро*, состав которого неясен. Надежной теории сверхплотного вещества НЗ пока нет. Основная трудность — описать сильное взаимодействие разных частиц с учетом коллективных эффектов. Взамен строгой теории построено много разных теоретических моделей. По одним моделям, в ядрах НЗ появляются гипероны, по другим — пионный или каонный конденсат, либо плазма легких, почти свободных кварков (u, d и s). Не исключены и смеси различных фаз, например, гиперонной и кварковой. Одни модели дают достаточно жесткое уравнение состояния, благодаря чему максимально возможные массы НЗ велики, $(2-3) M_{\odot}$. По другим моделям, уравнение состояния является умеренным или мягким, и максимальные массы ниже, $(1,5-2) M_{\odot}$. Природа вещества ядер НЗ составляет основную загадку этих звезд. Ее решение имело бы фундаментальное значение для физики и астрофизики.

Следует упомянуть гипотезу Виттена [2], по которой плазма почти свободных кварков представляет собой абсолютно устойчивое состояние вещества не только при высоких давлениях, но и при нулевом давлении. Если это так, то вместо НЗ существуют так называемые

странные звезды, почти целиком состоящие из кваркового вещества с плотностью $\gtrsim \rho_0$.

НЗ наблюдаются во всех диапазонах электромагнитного спектра, от радиоволн до жестких гамма-лучей. Они могут быть одиночными объектами или входить в двойные системы. Они проявляют себя как радио- и рентгеновские пульсары, вспыхивающие рентгеновские источники, рентгеновские транзиенты, источники мягких повторяющихся гамма-всплесков, аномальные рентгеновские пульсары. Рождение НЗ во вспышках сверхновых приводит к мощным всплескам нейтринного излучения. НЗ могут быть мощными источниками гравитационного излучения.

2. Сверхтекучие щели

Одна из важных особенностей НЗ — *сверхтекучесть* барионной составляющей их вещества. Считается, что сверхтекучесть обусловлена куперовским спариванием барионов с противоположными импульсами под действием притягивающей составляющей сильного взаимодействия частиц. Сверхтекучесть возникает при понижении температуры T ниже критической температуры T_c и ведет к появлению щели Δ в дисперсионном соотношении барионов вблизи уровня Ферми. Наличие щели практически не влияет на уравнение состояния вещества, т.е. на массы и радиусы НЗ.

Во внутренней коре НЗ возможна сверхтекучесть свободных n, а также нуклонов в атомных ядрах. В ядре НЗ сверхтекучими могут быть n, p и другие частицы. Сверхтекучесть заряженных частиц, например p, означает сверхпроводимость.

Сверхтекучесть нейтронов в НЗ предсказал Мигдал [3]. Вольф [4] показал, что спаривание нейтронов в синглетном состоянии (1S_0) возможно в коре НЗ, но исчезает в ядре НЗ, поскольку с ростом плотности ядерное притяжение n в синглетном состоянии сменяется отталкиванием. Однако Хоффберг и др. [5] отметили, что в ядре НЗ возможно триплетное спаривание (3P_2) n с анизотропной щелью. Ввиду относительно малой концентрации p их спаривание в ядре НЗ обычно является синглетным. Расчету критических температур T_{cn} и T_{cp} в НЗ посвящено много работ (см., например, ссылки в [6]). Результаты сильно зависят от используемой модели ядерного взаимодействия и многочастичной теории и меняются в присутствии каонного или пионного конденсатов.

В гиперонном веществе возможно спаривание гиперонов [7], а в кварковом — кварков [8].

Во всех указанных случаях микроскопические расчеты дают критические температуры $T_c \lesssim 10^{10}$ К и ниже. Недавно предсказан [9] новый тип сверхтекучести кварков, состоящий в спаривании разных кварков (ud, us, ds). При характерной энергии Ферми кварков ~ 500 МэВ можно ожидать критических температур $T_c \sim 50$ МэВ $\sim 5 \times 10^{11}$ К. Правда, такому спариванию препятствует различие импульсов Ферми разных кварков. При достаточно сильном различии спаривание должно исчезать.

3. Вихревые нити и флюксоиды

Для простоты сперва рассмотрим ядро вращающейся НЗ, состоящее из n, p и e. Вращение сверхтекучей жидкости n реализуется [10, 11] в виде квантованных вихревых нитей (вихрей Фейнмана–Онзагера), параллельных оси вращения НЗ. Полное количество вихрей в НЗ $\sim 2 \times 10^{16}/P$, где P — период вращения в секундах.

Суммарное вихревое движение сверхтекучей жидкости воспроизводит твердотельное вращение с периодом P . Вихри проникают и во внутреннюю кору НЗ, где есть сверхтекучесть n . Торможение сверхтекучей жидкости при замедлении вращения НЗ связано с дрейфом вихрей наружу и гибелью на границе области сверхтекучести.

Сверхпроводимость p в ядре НЗ описывают теорией Гинзбурга–Ландау. Как правило, длина когерентности (2–6 фм) значительно короче длины лондоновского экранирования (100–300 фм), т.е. образуется сверхпроводник второго рода. Если изначально в ядре НЗ имелось магнитное поле B , то после перехода в сверхпроводящее состояние оно разбивается на флюксоиды (нити Абрикосова) — тонкие трубки магнитного поля, параллельные исходному полю. Полное количество флюксоидов $\sim 10^{31} (B/10^{12} \text{ Гс})$.

Вихревые нити могут цепляться (испытывать пиннинг) за атомные ядра или дефекты кристалла атомных ядер в коре НЗ, а также за флюксоиды в ядре НЗ. При этом возможны и эффекты ползучести (проскальзывания). В силу эффекта увлечения сверхтекучего движения p вихревым движением n (аналогично увлечению сверхтекучего ^3He движением сверхтекучего ^4He [12]), нейтронные вихри в ядре НЗ приобретают магнитные моменты. Электроны (они несверхтекучи) рассеиваются на магнитном поле флюксоидов и вихрей [13], что обеспечивает жесткую связь электронов со сверхтекучими n и p (так называемое *взаимное трение*). На вихри и флюксоиды действуют и другие силы (сила Магнуса, сила плавучести и пр.).

Другой характер имеет сверхпроводимость кваркового вещества. По оценкам, при любом спаривании кварков (одинаковых или разных) возникает сверхпроводник первого рода, выталкивающий магнитное поле (см. раздел 5).

4. Сбои периодов пульсаров

Одиноким радиопульсарам медленно тормозятся, расходуя вращательную энергию на излучение электромагнитных волн. У некоторых пульсаров наблюдаются сбои периодов (глитчи). Почти мгновенно (по-видимому, за несколько минут) период вращения НЗ падает, а потом плавно растет (релаксирует) и за время порядка месяца вновь выходит на режим медленного роста (т.е. торможения НЗ). Наиболее частые и сильные глитчи показывают пульсары в созвездии Парусов и в Крабовидной туманности. Относительные сбои их периодов составляют $\sim 10^{-6}$ и $\sim 10^{-8} - 10^{-7}$, соответственно.

Самая популярная модель глитчей разработана Альпаром и др. (см. например, [14]) и использует идею о сверхтекучести n . Благодаря взаимному трению (см. раздел 3) ядро пульсара фактически вращается твердотельно. Оно жестко скреплено с несверхтекучей частью коры и вращается вместе с ней. Относительно независима лишь сверхтекучая жидкость n в коре пульсара. Момент сил, тормозящий НЗ, приложен к несверхтекучей части коры. При спокойном торможении вращение жидкости n в коре успевает отслеживать торможение остальной части НЗ благодаря постоянному отрыву вихревых нитей от одних пиннинговых центров и прикреплению к другим. Однако отставание торможения сверхтекучей жидкости в коре может накапливаться, что и приводит к глитчу — массовому отрыву вихрей и последующей релаксации (прикреплению к новым центрам). Теория требует, чтобы момент инерции сверхтеку-

чей жидкости в коре НЗ составлял $\sim 10^{-2}$ от полного момента инерции. Большую неопределенность в теорию вносит трудность расчета пиннинга вихрей в коре пульсара.

5. Эволюция магнитного поля в ядре звезды

При образовании НЗ в ее ядре может возникнуть сильное магнитное поле. Для простоты сначала опишем его эволюцию в модели ядра, состоящего из n , p и e .

Если сверхпроводимость отсутствует, то магнитное поле испытывает обычное омическое затухание. В достаточно слабом поле ($B \lesssim 10^{11} \text{ Гс}$) электросопротивление изотропно и столь мало, что время диссипации превосходит возраст Вселенной [11]. В более сильном поле электросопротивление поперек поля может значительно возрасти благодаря замагничности e и p , что ускоряет диссипацию до $10^6 - 10^8$ лет [15].

При сверхпроводимости протонов (второго рода) эволюция поля определяется дрейфом флюксоидов. Простые оценки дают время вытеснения флюксоидов из сверхпроводника омической диффузией $\sim 10^8$ лет [11]. В последующих работах учитывались и другие механизмы взаимодействия флюксоидов со средой. Сами механизмы изучены недостаточно полно; совместный учет всех механизмов сложен, и результаты не слишком определенны. Так, Шринивасан и др. [16] учли пиннинг флюксоидов и вихревых нитей. При замедлении вращения пульсара вихревые нити дрейфуют наружу и тащат за собой флюксоиды, т.е. вытеснение флюксоидов происходит за время торможения пульсара ($\sim 10^8 - 10^{10}$ лет). Динг и др. [17] учли проскальзывание флюксоидов и вихревых нитей и взаимное трение. Хсу [18] принял во внимание силу, действующую на флюксоиды и пропорциональную градиенту сверхтекучей щели протонов. По его модели флюксоиды вблизи центра НЗ могут дрейфовать к центру звезды.

В звезде со сверхпроводящим кварковым ядром (сверхпроводник первого рода) происходит вытеснение всего поля из ядра в соответствии с эффектом Мейснера. Простые оценки [19] дали время вытеснения на основе омической диффузии $\sim 10^4$ лет. Чау [20] отметил, что вытеснение может сопровождаться усилением неоднородностей магнитного поля и затягиваться до 10^7 лет. Алфорд и др. [21] рассмотрели вытеснение при спаривании одинаковых и разных кварков и в обоих случаях получили время, превышающее возраст Вселенной.

Эволюция магнитных полей в ядрах НЗ требует дальнейшего рассмотрения. Она может быть связана с тепловой эволюцией НЗ, эволюцией магнитного поля в коре НЗ и с возможной аккрецией на НЗ с компаньона в двойной системе.

6. Затухание колебаний звезд

Колебания НЗ могут возбуждаться по разным причинам. Особый интерес привлекают так называемые g -моды [22] — колебания, связанные с волнами плотности, способными излучать гравитационные волны и усиливаться под действием этого излучения. Предполагается, что g -моды возникают в молодых, быстро вращающихся НЗ, рожденных во вспышках сверхновых, и существуют в них достаточно долго (от нескольких дней до года), уменьшая их скорость вращения и приводя к мощному гравитационному излучению. Гравитационные детекторы нового поколения, например, LIGO-II и LIGO-III,

могли бы регистрировать несколько таких событий в год с расстояния до 20 Мпк.

Однако вязкость ядра НЗ приводит к затуханию колебаний. В отсутствие сверхтекучести характерное время затухания под действием сдвиговой вязкости составляет $\tau \sim 10 T_9^2$ лет, где T_9 — температура ядра НЗ, выраженная в 10^9 К. В горячей несверхтекучей НЗ затухание под действием объемной вязкости оказывается сильнее. Здесь можно выделить три случая.

(а) Если в ядре НЗ отсутствуют гипероны или кварки и бета-равновесие поддерживается реакцией модифицированного урка-процесса, то для колебаний с частотой $\omega \sim 10^4$ с⁻¹ объемная вязкость [23] доминирует при $T \gtrsim 10^9$ К, давая $\tau \sim 10/T_9^6$ лет. При типичном значении $T \sim 10^9$ К, время τ может составлять несколько лет.

(б) Если бета-равновесие поддерживается реакциями прямого урка-процесса, то объемная вязкость и темп нейтринного охлаждения усилятся на несколько порядков [24]. Объемная вязкость начнет доминировать при $T \gtrsim 10^8$ К, давая $\tau \sim 1/T_9^4$ мин. В этом случае температура упадет до $\sim 10^8$ К примерно за несколько дней и время τ тоже составит несколько дней.

(в) При наличии гиперонов или кварков объемная вязкость определяется безнейтринными реакциями с участием этих частиц [25, 26] и возрастет настолько, что будет доминировать при $T \gtrsim 10^7$ К, давая $\tau \sim 1/T_9^2$ с.

Вне зависимости от темпа нейтринного охлаждения для молодой НЗ имеем τ порядка нескольких минут. Таким образом, существование г-мод критически зависит от присутствия в НЗ гиперонов или кварков.

Влияние сверхтекучести на затухание колебаний двояко. С одной стороны, наличие щели в дисперсионном соотношении сверхтекучих частиц может резко уменьшить объемную вязкость и замедлить затухание колебаний [27]. С другой стороны, взаимное трение эквивалентно большой эффективной вязкости, так что $\tau \lesssim 10^4$ с [28]. Появление сверхтекучести в остывающей НЗ зависит от режима остывания и значений T_c . Возможно, в молодой НЗ сверхтекучесть не успевает возникнуть и не влияет на г-моды. Однако она может сильно демпфировать колебания более старых НЗ.

7. Остывание звезд

Уменьшение температуры поверхности со временем в остывающей НЗ регулируется, в частности, нейтринной светимостью и теплоемкостью НЗ (см., например, [6]). Наличие щели в дисперсионном соотношении сверхтекучих частиц меняет теплоемкость и уменьшает скорость нейтринных реакций с участием этих частиц. Более того, возникает новый специфический механизм нейтринного излучения при куперовском спаривании частиц. В отсутствие сверхтекучести возможно так называемое *медленное* остывание за счет нейтринных реакций модифицированного урка-процесса или *быстрое* остывание за счет прямого урка-процесса. Сверхтекучесть может привести к тому, что быстрое остывание выглядит как медленное и наоборот. Тем самым сверхтекучесть в ядре НЗ может стать мощным регулятором остывания. Это позволяет, в принципе, определять критические температуры в ядре НЗ путем сравнения теории остывания с наблюдениями теплового излучения НЗ.

В частности, это было сделано [6] для упрощенных моделей НЗ, ядра которых состоят только из n, p и e, в предположении, что критические температуры T_{cn} и T_{cp}

постоянны по ядру НЗ. Были выбраны модели НЗ с массами 1,3 или 1,48 $M_\odot$, соответствующие выключенному или включенному прямому урка-процессу. Результаты сопоставлены с температурами поверхности нескольких НЗ умеренного возраста (10^4 – 10^6 лет), полученными путем интерпретации наблюдаемых спектров излучения с помощью чернотельной модели или моделей водородных атмосфер. В четырех случаях (два значения массы и два типа интерпретации спектров) были определены значения T_{cn} и T_{cp} , удовлетворяющие основным наблюдательным данным. Во всех случаях оказалось, что $T_{cn} \approx 3 \times 10^8$ К. Полученные результаты являются предварительными. На следующем этапе нужно рассмотреть более реалистические модели сверхтекучести, в которых значения T_c меняются по ядру НЗ.

8. Заключение

Сверхтекучесть барионной составляющей вещества (нуклоны, гипероны, кварки) внутри НЗ предсказывается почти всеми микроскопическими расчетами. Однако теоретические значения T_c очень неопределенны.

Сверхтекучесть сильно влияет на многие процессы, происходящие в НЗ (глитчи, эволюция магнитного поля, затухание колебаний, остывание). При этом теоретическое описание многих эффектов сверхтекучести пока несовершенно.

В принципе, свойства сверхтекучести можно исследовать, сравнивая результаты теоретических моделей с наблюдениями НЗ. Можно ожидать, что такие исследования прояснят свойства сверхтекучести и помогут решить основную загадку НЗ — определить состав и уравнение состояния вещества в их недрах.

Работа частично поддержана РФФИ (грант 99-02-18099).

Список литературы

- Шапиро С Л, Тьюколски С А *Черные дыры, белые карлики и нейтронные звезды* Т. 1, 2 (М.: Мир, 1985)
- Witten E *Phys. Rev. D* **30** 272 (1984)
- Migdal A B *Nucl. Phys.* **13** 655 (1959)
- Wolf R A *Astrophys. J.* **145** 834 (1966)
- Hoffberg M et al. *Phys. Rev. Lett.* **24** 775 (1970)
- Яковлев Д Г, Лебенфисх К П, Шибанов Ю А *УФН* **169** 825 (1999)
- Balberg S, Barnea N *Phys. Rev. C* **57** 409 (1998)
- Bailin D, Love A *Phys. Rep.* **107** 325 (1984)
- Alford M, Rajagopal K, Wilczek F *Phys. Lett. B* **422** 247 (1998)
- Гинзбург В Л, Киржниц Д А *ЖЭТФ* **47** 2006 (1964)
- Baym G, Pethick C, Pines D *Nature* **224** 673 (1969)
- Андреев А Ф, Башкин Е П *ЖЭТФ* **69** 319 (1975)
- Alpar M A, Langer S A, Sauls J A *Astrophys. J.* **282** 533 (1984)
- Alpar M A, in *The Lives of the Neutron Stars* (Eds M A Alpar et al.) (Dordrecht: Kluwer, 1995) p. 185
- Haensel P, Urpin V A, Yakovlev D G *Astron. Astrophys.* **229** 133 (1990)
- Srinivasan G et al. *Current Sci.* **59** 31 (1990)
- Ding K Y, Cheng K S, Chau H F *Astrophys. J.* **408** 167 (1993)
- Hsu S D H *Phys. Lett. B* **469** 161 (1999)
- Bailin B, Love A *Nucl. Phys. B* **205** 119 (1982)
- Chau H F *Astrophys. J.* **479** 886 (1997)
- Alford M, Berges J, Rajagopal K *Nucl. Phys. B* **571** 269 (2000)
- Andersson N, Kokkotas K D *Int. J. Mod. Phys. D* (2001) (in press); gr-qc/0010102
- Sawyer R F *Phys. Rev. D* **39** 3804 (1989)
- Haensel P, Schaeffer R *Phys. Rev. D* **45** 4708 (1992)
- Jones P B *Proc. Roy. Soc. London A* **323** 111 (1971)
- Madsen J *Phys. Rev. D* **46** 3290 (1992)
- Haensel P, Levenfish K P, Yakovlev D G *Astron. Astrophys.* **357** 1157 (2000)
- Lindblom L, Mendell G *Phys. Rev. D* **61** 104003 (2000)