



ISSN 1607–2855

Том 9 • № 1 • 2013 С. 20 – 27

УДК 519.2 (075.8)

Космологічні та астрофізичні виклики загальної теорії відносності

В.І. Жданов, О.В. Федорова, О.М. Александров, В.М. Слюсар

Астрономічна обсерваторія Київського національного університету

Подано стислий огляд перевірок загальної теорії відносності (ЗТВ) та обговорено проблеми, що виникають при застосуванні ЗТВ в сильних гравітаційних полях. Проаналізовано результати тестування ЗТВ у Сонячній системі та в подвійних системах з пульсарами. Сформульовано проблеми, що виникають при теоретичному розгляді компактних астрофізичних об'єктів за наявності скалярних полів. Зроблено висновок, що спостереження рентгенівських спектрів активних ядер галактик у найближчій перспективі допоможуть відсіяти принаймні частину таких моделей зі скалярним полем.

КОСМОЛОГИЧЕСКИЕ И АСТРОФИЗИЧЕСКИЕ ВЫЗОВЫ ОБЩЕЙ ТЕОРИИ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ, Жданов В.И., Федорова Е.В., Александров А.Н., Слюсар В.М. — Дан сжатый обзор проверок общей теории относительности (ОТО); обсуждаются проблемы, возникающие при использовании ОТО в сильных гравитационных полях. Анализируются тесты ОТО в Солнечной системе и в двойных системах с пульсарами. Сформулированы проблемы, возникающие в теоретическом рассмотрении компактных астрофизических объектов при наличии скалярных полей. Сделан вывод, что наблюдения рентгеновских спектров активных ядер галактик в ближайшей перспективе помогут отсеять по крайней мере часть таких моделей со скалярным полем.

COSMOLOGICAL AND ASTROPHYSICAL CHALLENGES OF GENERAL RELATIVITY, by Zhdanov V.I., Fedorova E.V., Alexandrov A.N., Slyusar V.M. — We review experimental confirmations of the General Relativity theory (GRT) and discuss problems concerning applications of GRT in strong gravitational fields. The tests of GRT in the Solar system and in the double star systems containing pulsars are analysed. We formulate some problems that arise in theoretical considerations of compact astrophysical objects in presence of the scalar fields. We argue that, in the near future, the observations of X-ray spectra form active galactic nuclei will enable us to rule out at least part of these models with the scalar fields.

Ключевые слова: гравитация; теория относительности; скалярные поля; черные дыры.

Key words: gravitation; relativity theory; scalar fields; black holes.

1. ВСТУП

Загальна теорія відносності (ЗТВ), яка незабаром святкуватиме своє 100-ліття, займає гідне місце не тільки в арсеналі теоретичної фізики, але й в практичних застосуваннях, зокрема, при розробці точних систем відліку та встановленні шкал часу. Ефекти ЗТВ необхідно враховувати при опрацюванні даних прецизійних астрометричних спостережень, зокрема, у задачах космічної навігації. З іншого боку, ЗТВ є необхідним елементом багатьох астрофізичних та космологічних досліджень, що вимагає ґрунтовного тестування цієї теорії. Звичайно, навіть за відсутності цих стимулів ЗТВ, як будь-яку фізичну теорію, треба перевіряти і визначати межі її застосовності. Але на даний момент саме астрофізичні та космологічні системи є полігоном для випробування ЗТВ у повному обсязі.

Ця проблематика тісно пов'язана з перевітками стандартної космологічної моделі (Λ CDM) з холодною (небаріонною) темною матерією та космологічною сталою. З одного боку, ця модель, яка базується на ЗТВ, прекрасно узгоджується з усіма даними стосовно дрібномасштабної анізотропії реліктового випромінювання, наднових Ia, а також відносно розподілу елементів та великомасштабної будови Всесвіту [51]. З іншого боку, в цій моделі виникають добре відомі ще з 80-х років минулого століття проблеми горизонту та площинності, які привели до теорії інфляційного етапу розширення раннього Всесвіту. Розгляд цього етапу вимагає або модифікації дії Гільберта гравітаційного поля, або введення додаткових (у порівнянні із ЗТВ) “космологічних” полів (див. напр. [54]). Останній підхід також можна вважати модифікацією рівнянь релятивістської гравітації, якщо буде доведено, що він зберігає метричну структуру теорії, причому дія “космологічних” полів не призводить до порушення принципу еквівалентності, за яким гравітація однаково діє на усі масивні тіла.

Дана стаття містить стислий розгляд деяких астрофізичних та космологічних ефектів загальної теорії відносності (ЗТВ), що можуть бути використані для тестування ЗТВ на різних масштабах.

2. ПЕРЕВІРКИ ЗАГАЛЬНОЇ ТЕОРІЇ ВІДНОСНОСТІ В СОНЯЧНІЙ СИСТЕМІ

Сучасний рівень тестування релятивістської гравітації можна охарактеризувати точністю експериментального визначення пост-ньютонівських параметрів α , β і γ , які в ЗТВ дорівнюють одиниці. Рівність

$\alpha = 1$ відповідає ньютонівському наближенню ЗТВ, яке перевірено десятиліттями астрометричної практики в Сонячній системі; втім, на галактичних та позагалактичних масштабах це наближення також треба тестувати. Слідкування за рухом космічних апаратів та сукупність інших астрометричних спостережень дають оцінки (див., напр., [11, 2, 61]): $\gamma - 1 = (2.1 \pm 2.3) \cdot 10^{-5}$, $\beta = 1 \pm 1 \cdot 10^{-4}$. Одночасно з цих даних визначають верхню межу можливої зміни гравітаційної сталої G : $\dot{G}/G < 10^{-13}$ /рік. Незмінність цієї константи підтверджує принцип еквівалентності (ПЕ), який є базовим для усіх метричних теорій гравітації [9]; точніше, це обґрунтовує одну з складових ейнштейнівського ПЕ — принцип локальної позиційної інваріантності [9, 11]. Іншими складовими ейнштейнівського ПЕ є слабкий принцип еквівалентності (СПЕ) та принцип локальної лоренц-інваріантності. Останній принцип лежить в основі усієї релятивістської фізики і підтверджується з вельми високою точністю перевітками спеціальної теорії відносності, що проводилися з початку минулого століття. Як ілюстрацію точності цих експериментів наведемо нещодавній результат [35] нового тесту локальної Лоренц-інваріантності та ПЕ для електронів: обмеження, отримані у цій роботі на порушення Лоренц-інваріантності для електронів складають 10^{-17} , а щодо аномалій гравітаційного червоного зміщення, то тут відносні обмеження складають 10^{-8} . За думкою авторів, у перспективі ці експерименти можуть обмежити порушення Лоренц-інваріантності ще на два порядки.

СПЕ, відомий також як принцип Галілея або принцип універсальності вільного падіння, полягає в тому, що траєкторія незарядженого пробного тіла залежить тільки від його початкового положення і початкової швидкості і не залежить від його внутрішньої структури або складу. Відносна точність перевірок СПЕ, який у широкому вжитку спрощено формулюють як пропорційність інертної та гравітаційної маси, сягає $\eta < 4 \cdot 10^{-13}$ в дослідах з крутильними вагами (див., напр., [11, 61, 9]). Цей принцип притаманний усім метричним теоріям тяжіння [9]. На відміну від СПЕ, так званий “сильний” принцип еквівалентності має виконуватися для тіл, де гравітаційний внесок у масу спокою є значущим; це відрізняє ЗТВ від інших метричних теорій. Найбільш точні результати щодо сильного принципу еквівалентності отримано за допомогою лазерної локації Місяця, вони дають оцінку $4\beta - \gamma - 3 < (3 \div 4) \cdot 10^{-13}$ [11, 61]. Подальші перспективи підвищення точності перевірок СПЕ на 2–3 порядки пов’язують з використанням космічної техніки (експерименти MICROSCOP, STEP та інші [9, 11]).

3. ПУЛЬСАРИ В ПОДВІЙНИХ СИСТЕМАХ ЯК ЛАБОРАТОРІЇ ДЛЯ ТЕСТУВАННЯ ЗТВ

Новий етап тестування ЗТВ розпочався з відкриттям Халсом і Тейлором¹ [37] радіопульсара PSR 1913+16 — члена подвійної системи², де значущу роль відіграють ефекти гравітаційного випромінювання. Пульсар є джерелом періодичних радіоімпульсів і завдяки цьому можна проводити дуже точні вимірювання елементів його орбіти, в тому числі, зміни орбітального періоду системи. Завдяки випромінюванню гравітаційних хвиль система двох зір втрачає енергію і поступово зменшує орбітальний період. Це дуже тонкий гравітаційний ефект: якщо експерименти у Сонячній системі дозволяють перевірити пост-ньютонівські гравітаційні внески у русі тіл, що мають порядок $\sim (V/c)^2$, де V — характерна швидкість тіл, то внески гравітаційного випромінювання відповідають порядку $\sim (V/c)^5$. Завдяки цьому спостереження PSR 1913+16 показали нежиттєздатність цілої низки альтернативних теорій тяжіння [9].

На цей час відомо біля десятка пульсарів — компонентів подвійних зоряних систем, які надають унікальні можливості для перевірок ЗТВ. З цього списку, окрім PSR 1913+16, найбільш вагомі підтвердження ЗТВ дає подвійний радіопульсар PSR J0737-3039 A+B, відкритий у 2003 р. [20]. Про важливість останньої системи для перевірок ЗТВ вперше було відзначено в роботі [46]. Унікальність PSR J0737-3039 A+B полягає не тільки в тому, що тут мають місце суттєві релятивістські ефекти [43]: це єдина на даний момент подвійна система, де спостерігаються обидва пульсари, причому тут спостерігають періодичні радіосигнали від обох компаньонів, хоча й з різною якістю, а також затемнення одного пульсару іншим, що дає додаткову інформацію щодо параметрів орбіти. Наразі ми є свідками своєрідного змагання між PSR 1913+16 та J0737-3039 A+B щодо точності визначення ефектів гравітаційного випромінювання та порівняння з розрахунками ЗТВ в подібних системах. З одного боку, у випадку PSR 1913+16 накопичено тривалі ряди спостережень, що дає змогу найбільш точно вимірювати зменшення орбітального періоду. Але для порівняння спостережень із теоретичними розрахунками необхідно оцінити вплив прискорення цієї системи відносно Землі, що для PSR 1913+16 важче, ніж для PSR J0737-3039 (ця система розташована значно ближче). Завдяки цьому найточніше підтвердження ефекту гравітаційного випромінювання згідно із ЗТВ завдячує саме останній системі: теорія узгоджується зі спостереженнями на рівні $\sim 0.01\%$ [42]. Можливості PSR J0737-3039 цим не вичерпуються. В русі цієї системи чітко проявляють себе релятивістська прецесія перичентру та ефект Шапіро затримки сигналів в гравітаційному полі; це дозволяє порівнювати параметри системи, обчислені різними способами. Аналіз свідчить, що теорія добре описує пост-ньютонівські гравітаційні ефекти відповідно до ЗТВ на рівні

¹За відкриття та дослідження радіопульсара PSR 1913+16 Тейлору та Халсу була присуджена Нобелівська премія 1993 р. з фізики

²інші позначення В 1913+16, J1915+1606

~0.01%. Помітним є також тонкий ефект релятивістської прецесії власного обертання одного з пульсарів відносно загального орбітального кутового моменту системи; величина прецесії, яка була визначена в роботі [19], узгоджується із ЗТВ в межах похибки 14%. Ці розрахунки, однак, спираліся на певну модель випромінювання пульсара; пов'язані з цим застереження розглянуто в роботі [50].

4. ГРАВІТАЦІЙНІ ТА СКАЛЯРНІ ПОЛЯ В ОКОЛІ КОМПАКТНИХ АСТРОФІЗИЧНИХ ОБ'ЄКТІВ

В літературі часто називають гравітаційні поля в розглянутих вище системах, що містять пульсари, сильними. Але ці поля аж ніяк не є сильними у релятивістському розумінні. Якщо прийняти величину $\mu = |U|/c^2$, як характеристику сили релятивістських ефектів (U — ньютонівський гравітаційний потенціал), то у PSR 1913+16 та J0737-3039 μ сягає декількох мільйонних, а швидкості у системі — декілька сотень кілометрів за секунду, що значно менше за швидкість світла [61, 46]. Більше, але також мале, значення $\mu = 3 \cdot 10^{-4}$ очікується для зірок, що рухаються неподалік надмасивної чорної діри в центрі нашої Галактики [32]; на даний момент релятивістські ефекти тут ще не зареєстровані.

Релятивістські рухи речовини спостерігаються в околі чорних дір зоряної маси у подвійних системах, а також надмасивних чорних дір (НМЧД) в активних ядрах галактик (АЯГ) та квазарах. Інформацію при ці рухи дає рентгенівське випромінювання, що формується у безпосередній близькості від чорної діри; його спектральні властивості залежать від специфіки руху речовини та поширення випромінювання у викривленому просторі-часі. Зрозуміло, що для формування спектрів важливу роль відіграють розподіли густини, хімічний склад та термодинамічні характеристики речовини, яка приймає участь у процесах випромінювання та поглинання. Тому чорні діри в Галактиці та АЯГ наразі не можуть бути джерелом прямих прецизійних тестів ЗТВ, оскільки тут на релятивістські ефекти накладається низка інших факторів, які важко відокремити у спостереженнях. Точні перевірки ЗТВ в цих системах — справа майбутнього. Тим не менш характеристики рентгенівських спектрів, інших діапазонів випромінювання дають — хоча й на якісному рівні — непрямі підтвердження ЗТВ, а в найближчій перспективі, можливо, дозволять і відсіяти певні екзотичні моделі, які стосуються невирішених проблем усередині самої ЗТВ. У цьому розділі ми обговоримо деякі задачі, що тут виникають.

Важливе і досі нез'ясоване питання стосується ролі космологічних полів, які використовують, щоб увести інфляційний період розширення Всесвіту [4] або як динамічні моделі темної енергії, яка забезпечує сучасний етап космологічного прискорення [54]. Теорій скалярного поля, що задовольняють наявним спостережним даним і які можна застосовувати — частково або повністю — взамін “сталої космологічної сталої”, існує велика кількість [54]. Можна, наприклад, побудувати моделі скалярного поля, що забезпечують в точності таку ж діаграму Хаббла, як в звичайній Λ CDM-моделі [64]. Задача полягає в пошуку обмежень, які допомогли б відібрати найбільш перспективних представників з усього зоопарку альтернативних теорій та відкинути нежиттєздатні варіанти. Звичайно, гравітаційні тести, про які йшлося вище, дають певні обмеження на низку теорій тяжіння з додатковими полями [61, 9]. Однак цілком можливо, що поля, які відігравали основну роль у період інфляції, є нехтовно малими в сучасну епоху і їх внесок є на багато порядків меншим ніж точність спостереження релятивістських ефектів в русі тіл та поширенні випромінювання. Також природно думати, що скалярні або інші поля, що діють на космологічних масштабах або діяли в дуже ранньому Всесвіті, навряд чи впливатимуть на фізику компактних астрофізичних об'єктів, навіть із дуже сильним гравітаційним полем. У цьому контексті дуже цікавими є певні особливості простору-часу, які виникають для будь-яких, у тому числі, дуже малих скалярних полів. Приклад таких особливостей показує сферично-симетричний розв'язок рівнянь Ейнштейна з безмасовим скалярним полем. Цей розв'язок отримано в 1948 році Фішером [10]; його було перевірено через 20 років у роботі [39], яка на Заході більше відома. У розв'язку Фішера як завгодно мале скалярне поле кардинально змінює структуру простору часу в околі компактного об'єкта і призводить до появи “голої” сингулярності (див. Додаток). Зрозуміло, що це само по собі ще не означає наявності значущих спостережних ефектів в русі речовини, що оточує сингулярність. Наприклад, як видно з Додатку, за невеликих значень параметра $\varepsilon = 1 - q$, який характеризує інтенсивність скалярного поля, розподіл стійких колових орбіт для метрики Фішера подібний до аналогічного розподілу в полі чорної діри Шварцшильда. Але збільшення цього параметра до $\varepsilon > 1/2$ дає якісні відмінності, такі, як наявність двох областей стійких орбіт, в тому числі таких, що є як завгодно близькими до сингулярності. Останнє може мати прояви, доступні для спостережень рентгенівського випромінювання.

Окреслене коло питань тісно пов'язане з гіпотезою “космічної цензури” Пенроуза, яка не є ні доведеною, ані відкинутою. За цією гіпотезою сингулярності гравітаційного поля, в околі яких може відбуватися порушення причинності та інші негарзди, не можуть впливати на інші області простору-часу або спостерігатися з них. З цієї точки зору допустиму ситуацію ілюструє чорна діра, яка має горизонт подій, з-під якого жодні сигнали не можуть попасти до зовнішнього спостерігача. У чорній дірі сингулярність є “одягнутою”, тобто вона схована під горизонтом і не впливає на зовнішні області. Навпаки, сингулярність простору-часу називають “голою”, якщо вона може спостерігатися з інших областей

простору–часу; інакше — метрика допускає ізотропні та часоподібні геодезичні, що виходять з сингулярності та попадають на просторову нескінченність.

Здебільшого в астрофізиці розглядають розв'язки, що задовольняють гіпотезі Пенроуза. Однак з часом збільшується інтерес і до розв'язків рівнянь Ейнштейна з нетривіальною топологією, в тому числі з великими сингулярностями [34, 2]. Наявність голої сингулярності в сферично-симетричних розв'язках системи рівнянь гравітаційного та скалярного полів — типове явище з точки зору теорем про відсутність волосся у чорних дір (“no hair theorems”), вперше розглянутих в роботах [24, 14, 15], які пізніше аналізувалися та узагальнювалися низкою авторів (див. огляди в роботах [2, 26, 16]). Спочатку термін “волосся чорної діри” в гравітаційному фольклорі асоціювався з гравітаційними мультиполями, які описують відхилення від метрики Керра і спадають до нуля у процесі колапсу. У загальному випадку, за наявності додаткових (негравітаційних) полів “волоссям” незарядженої чорної діри, що не рухається, називають будь-які інтегральні характеристики, окрім маси та моменту імпульсу, наприклад, баріонне число. В теоріях зі скалярним полем відсутність “волосся” означає відсутність нетривіального регулярного скалярного поля в околі чорної діри. Але у загальному випадку можливі нетривіальні розв'язки, що описують чорні діри із додатковими полями, зокрема, Янга–Міллса (див., напр, огляд в [26]), у випадку скалярного поля з немінімальним зв'язком [2] або просто за невиконання певних обмежень на потенціал скалярного поля (наприклад, у роботі [65] потенціал не є додатно-визначеним та обмеженим знизу).

Чи суперечать теореми про відсутність волосся безпосередньо співіснуванню космологічного скалярного поля та чорних дір? Очевідно, ні. По перше, відсутність регулярного скалярного поля на горизонті може означати просто, що в процесі колапсу це поле випромінюється і спадає до нуля. По друге, результат про відсутність волосся отримано за певних припущень про асимптотичні властивості (асимптотично-плоский простір–час, стаціонарність), які в реальному Всесвіті, строго кажучи, не виконуються. Більше того, в роботах [38, 36, 16] було відзначено, що скалярні поля не зникають за наявності зовнішнього поля та у подвійних зорях. Нарешті, не виключено, що голі сингулярності все ж мають відношення до астрофізичних реалій, хоча їх існування свідчить про необхідність модифікувати теорію.

5. СПОСТЕРЕЖЕННЯ АЯГ

Зосередимося на можливих інструментах для тестування ЗТВ в АЯГ, хоча цей розгляд має спільні риси з розглядом чорних дір зоряної маси. Найбільш цікавими з цієї точки зору є дослідження рентгенівського випромінювання, яке формується на відстані декількох радіусів Шварцшильда поблизу центральних НМЧД. Важливу роль відіграє також радіовипромінювання, яке є ознакою джетів — струменів гарячого газу, що витікають з центральної області. Гравітаційно-релятивістські ефекти обумовлюють низку властивостей “центральної машини” АЯГ, наявність або відсутність джетів, форму жорсткого рентгенівського спектру на енергіях вище 10 кеВ, а також профілі емісійних ліній на енергіях 5–8 кеВ. Для розуміння АЯГ треба враховувати прояви, зумовлені орієнтацією АЯГ по відношенню до променя зору [13]. Щодо “центральної машини” — то основною є модель з чорною дірою, оточеною акреційним диском [48, 47, 45] або з системою двох чорних дір. Останнім часом привертають увагу також більш екзотичні моделі з кротовиною [6, 41].

Значна частина неперервного рентгенівського спектру генерується в короні “центральної машини” АЯГ, яка має високу температуру. Акреційний диск вважають більш холодним. Якщо в ньому є певна кількість нейтрального заліза, то в результаті опромінення високоенергетичними рентгенівськими фотонами у спектрі з'являються флуоресцентні лінії Fe K α . Втім, ці лінії можуть також виникати завдяки наявності заліза в газопиловому торі на більш далеких, ніж акреційний диск, відстанях від чорної діри. Форми емісійних ліній Fe K α дають цінну інформацію про параметри чорної діри [40, 29]. Завдяки тому, що різні частини диску по різному рухаються відносно променя зору, лінії сильно розширюються, причому виникає помітна асиметрія ліній за рахунок ефекту Доплера та спотворення яскравості гравітаційним полем. На профілі ліній впливає момент імпульсу чорної діри, близькість до чорної діри краю акреційного диску та його нахил до променя зору [44, 40, 29]. Таким чином, є принципова можливість визначити ці параметри зі спостережень.

Негативним моментом — з точки зору інтерпретації спостережень — є те, що форма ліній значним чином залежить від просторового розподілу речовини, що випромінює, та її температури. Додаткові дані про ці розподіли можна отримати принаймні в декількох позагалактичних гравітаційно-лінзових системах (ПГЛС), де спостерігали мікролінзування лінії заліза (див., напр., [52,53]). В ПГЛС, завдяки наявності лінзової галактики на промені зору (у площині лінзи на передньому плані), ефекти ЗТВ створюють декілька макроскопічних зображень одного й того ж квазара (у площині джерела), зазвичай розташованих на відстанях порядку декількох секунд дуги [3, 57]. Важливою властивістю ПГЛС є наявність сітки каустик у площині джерела, тобто ліній, де коефіцієнт підсилення точкового джерела є нескінченним [3, 57, 5]. Відносний рух квазара та лінзової галактики індукує рух сітки каустик, при

перетині каустики джерелом його блиск може збільшуватися у півтора-два рази (“гравітаційне мікролінзування”). Таке явище в називають подією з великим підсиленням (high amplification event). Для опису коефіцієнта підсилення в малому околі каустики необхідно лише декілька параметрів. В найпростішому наближенні лінійної каустики, яке використовують для розрахунку коефіцієнта підсилення, окрім параметрів, що визначають положення каустики, у формули входить лише один параметр — сила каустики [3, 57, 5]. Наступне — пост-лінійне — наближення, що містить ще три додаткових параметри, дозволяє досить точно описати хід кривої блиску протяжного джерела [1, 12, 63].

Спираючись на можливість описати процес мікролінзування при перетині каустики простими формулами, в роботі [33] було висунуто ідею використовувати відповідні криві блиску для дослідження центральної частини квазарів. Ця ідея спочатку використовувалася із залученням оптичних кривих блиску. Рентгенівські дослідження почалися з появою космічних обсерваторій [49, 52, 31], особливо місії “Chandra” [21, 22, 23, 27], яка має гарне кутове розділення.

Значення подій з великим підсиленням в ГЛС, де є лінії в рентгенівському спектрі, полягає в можливості отримати дані щодо просторової структури центральної частини квазара з часових варіацій форми цих ліній. Коли каустика проходить по зображенню об’єкта, спроектованому на площину джерела, вона вибірково підсилює різні області цієї проекції, що дають внесок у різні ділянки лінії. Певні висновки про структуру центральної області можна зробити і з використанням неперервної частини рентгенівського спектру. Різні ділянки спектру створюються в областях з різними розмірами. Розмір протяжного джерела суттєво впливає на коефіцієнт підсилення, чим менше розмір, тим більше підсилення при перетині каустики. Тому відносні варіації різних ділянок спектру дають інформацію про розміри областей, що дають основний внесок в ці ділянки.

Цікава проблема виникає у зв’язку з кореляцією між існуванням джетів — струменів газу, що витікають з центральної частини радіогучних АЯГ, та властивостями рентгенівського спектру. За існуючими уявленнями (так звана “спін-парадигма”) енергія для формування джетів забезпечується обертанням чорної діри [17, 18, 62, 47]. Найкращі умови для цього відповідають ситуації, коли є певна неузгодженість між обертанням чорної діри Керра та акреційного диску, коли НМЧД та її акреційний диск обертаються у протилежних напрямках або ефективна кутова швидкість обертання НМЧД, яка формально вводиться на основі даних про власний момент та масу, є більша за кутову швидкість акреційного диску. Останній варіант відповідає, наприклад, субкритичному значенню питомого кутового моменту a , близькому до маси НМЧД. В цій ситуації речовина, яка мала б приймати участь у генерації високоенергетичної частини (порядку декількасот Кев) рентгенівського випромінювання інтенсивно вимітається з центральної області поблизу НМЧД до її полюсів, де відбувається формування джетів. Це призводить до появи завалу в неперервному спектрі рентгенівського випромінювання на енергіях нижче 100 Кев. Таким чином, існує кореляція між наявністю цього завалу та наявністю джетів, що забезпечують, зокрема, радіогучність АЯГ. Ця кореляція підтверджується практично усіма спостереженнями, і тим більш цікавими — з точки зору пошуку екзотичних об’єктів — є виключення, що нібито суперечать спін-парадигмі одиночної НМЧД. Рентгенівські спостереження з космічних обсерваторій INTEGRAL, Swift, Suzaku та MAXI дозволили виявити радіотихі Сейферти зі змінною формою спектру. В спектрі IC 4329A NGC 788 [28] та NGC 4388 [30] зареєстровано експоненційний завал на енергіях нижче 100 кеВ. Кандидатом у такі об’єкти є також NGC 5506 [58], хоча точність визначення експоненційного завалу на високих енергіях для цього об’єкту на даний час не дозволяє впевнено сказати, що він не перевищує 100 кеВ. Для остаточного з’ясування цього питання необхідно проведення моніторингу таких об’єктів в рентгенівському, оптичному та радіодіапазонах і співставлення результатів. Пошук подібних об’єктів та їх моніторинг були б дуже корисними для подальшого розвитку уявлень про будову і властивості АЯГ.

6. ВИСНОВКИ

Досі ЗТВ з честю проходила усі перевірки, як у Сонячній системі, так і в подвійних системах з пульсарами. Є, однак, непрямі свідчення, що впливають з космологічних даних, які в перспективі можуть потребувати або модифікації ЗТВ або введення додаткових фізичних полів, які, зокрема, забезпечували інфляційний період розширення Всесвіту. Це стимулює теоретичні розробки старих проблем ЗТВ, пов’язаних із структурою простору-часу в астрофізичних об’єктах. На цей час немає чітких спостережних даних, що дозволили б відкинути, наприклад, голі сингулярності, обумовлені наявністю скалярних полів. Автори далекі від того, щоб вважати моделі, що при цьому виникають, найбільш реалістичними; проблема полягає в тому, щоб дати чіткі експериментальні аргументи щодо неадекватності (а може й справедливості) подібних моделей. Прецизійні тести ЗТВ в сильних полях АЯГ на даний момент не є доступними, але можна сподіватися, що принаймні якісні ефекти, притаманні найбільш екзотичним моделям, можна буде виключити у недалекому майбутньому, зокрема, на основі рентгенівських спостережень. Це потребуватиме як підвищення достовірності і точності цих спостережень, так і ґрунтовного накопичення експериментального матеріалу.

ДОДАТОК. БЕЗМАСОВЕ СКАЛЯРНЕ ПОЛЕ У ВИПАДКУ СФЕРИЧНОЇ СИМЕТРІЇ: РОЗВ'ЯЗОК ФІШЕРА

Для безмасового скалярного поля з лагранжіаном $L = \frac{1}{2} \varphi_{,\mu} \varphi^{,\mu}$ у випадку центральної симетрії має місце розв'язок Фішера [10] рівнянь Ейнштейна (див. тж. [39]), який можна подати в сферичних координатах t, ρ, θ, φ у вигляді

$$ds^2 = A(\rho) dt^2 - [A(\rho)]^{-1} d\rho^2 - r^2(\rho) dO^2, \quad dO^2 = d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2, \\ A(\rho) = \left(\frac{\rho - \rho_1}{\rho - \rho_2} \right)^q, \quad r^2(\rho) = (\rho - \rho_1)^{1-q} (\rho - \rho_2)^{1+q}. \quad (1)$$

Без втрати загальності покладемо $\rho_2 = 0$, $0 < q < 1$, причому $\rho_1 = 2GM/c^2 > 0$, що відповідає звичайній асимптотиці метрики на просторовій нескінченності з додатною масою системи M . Відмінність q від одиниці характеризує “силу” скалярного поля; значення $q = 1$ відповідає відсутності скалярного поля, в цьому разі отримуємо метрику Шварцшильда. Але якщо $q = 1 - \varepsilon$ як завгодно мало відрізняється від одиниці ($\varepsilon > 0$), скалярне поле має логарифмічну особливу точку при $\rho = \rho_1$, тобто існує “фізична” особливість системи [10] і розв'язок не продовжується на значення $\rho < \rho_1$. Ця особливість є “голою”, зокрема, легко показати, що час поширення сигналів по радіусу від точки $\rho = \rho_1$ до віддаленого спостерігача є скінченним. Така конфігурація не є чорною дірою. Разом із тим за малого ε розподіл колових орбіт мало відрізняється від аналогічного розподілу для метрики Шварцшильда. Це видно з формули для ефективного потенціалу для геодезичних

$$U(\rho) = A(\rho) (p_\varphi^2 r^{-2}(\rho) + \eta),$$

мінімуми та максимуми якого відповідають радіусам стійких та нестійких колових орбіт; тут $\eta = 0$ для ізотропних геодезичних, $\eta = 1$ — для часоподібних; стала p_φ визначає радіус колової орбіти.

У випадку ізотропних геодезичних ($\eta = 0$) за $\frac{1}{2} < q < 1$ потенціал $U(\rho)$ має максимум при $\rho > \rho_1$, який відповідає нестійкій коловій ізотропній орбіті. За $0 < q \leq \frac{1}{2}$ колових орбіт зовсім немає.

Аналіз часоподібних геодезичних для метрики (1) вперше проведено в [25]. Нижче викладено розгляд, що дещо відрізняється (з аналогічними результатами).

У випадку часоподібних геодезичних ($\eta = 1$) при $q = \frac{1}{2}$ екстремуми $U(\rho)$ з'являються за $p_\varphi^2 > 3\sqrt{3}/8$. Стійкі колові орбіти лежать в області $\rho > 3\rho_1/2$, нестійкі — в області $\rho_1 < \rho \leq 3\rho_1/2$. Зазначимо, що, на відміну від поля Шварцшильда, радіуси нестійких орбіт можуть лежати як завгодно близько від точки ρ_1 , яка відповідає нульовому радіусу в координатах кривин.

У більш загальному випадку для $\eta = 1$ екстремуми ефективного потенціалу

$$U(\rho) = p_\varphi^2 (\rho - \rho_1)^{2q-1} \rho^{-1-2q} + (1 - \rho_1/\rho)^q$$

визначаються коренями рівняння

$$A \cdot \left(x - q - \frac{1}{2} \right) = f(x, q) \quad (2)$$

відносно $x = \rho/\rho_1 > 1$, де $f(x, q) = x^{1+q} (x-1)^{1-q}$, $A = 2p_\varphi^2/\rho_1^2 > 0$, $q \in (0, 1)$.

Графік функції $f(x, q)$ має точку перегину, причому $f(x, q) \approx x^2$ за великих x . Враховуючи положення точки $x = q + \frac{1}{2}$, де пряма $y = A \cdot \left(x - q - \frac{1}{2} \right)$ перетинає вісь абсцис, звідси отримуємо, що для фіксованого q в залежності від параметру A рівняння (2) може зовсім не мати розв'язків або може мати один, два чи три розв'язки. Для фіксованого q біфуркаційні значення параметра A , при переході через які змінюється кількість розв'язків, відповідають випадкам, коли пряма $y = A \cdot \left(x - q - \frac{1}{2} \right)$ дотикається до графіку функції $f(x, q) > 0$. Це дає змогу легко визначити ці значення.

Області колових орбіт визначаються величинами $X_{cr\pm}(q) \equiv \frac{1}{2} (3q + 1 \pm \sqrt{5q^2 - 1})$.

Для $q \in \left(\frac{1}{2}, 1 \right)$ маємо стійкі колові орбіт з радіусами в області $X_{cr+}(q) < x < \infty$ та нестійкі орбіти з області $q + \frac{1}{2} < x < X_{cr+}(q)$.

Для $q \in \left(\frac{1}{\sqrt{5}}, \frac{1}{2} \right)$ існує область стійких колових орбіт $\{x: 1 < x < X_{cr-}(q)\}$, яка примикає до нульового радіусу $r = 0$, проміжна область нестійких колових орбіт з радіусами $\{x: X_{cr-}(q) < x < X_{cr+}(q)\}$, та область стійких колових орбіт $\{x: x > X_{cr+}(q)\}$.

Нарешті при $q \in \left(0, \frac{1}{\sqrt{5}} \right)$ усі колові орбіти є стійкими, їх радіуси належать області $r \in (0, \infty)$ в координатах кривин.

Зауважимо, що існування стійких колових орбіт як завгодно малого радіусу в сферично-симетричних конфігураціях із скалярним полем з ненульовим потенціалом самодії, хоча без аналізу обмежень на ці потенціали, відзначалося в [8].

1. Александров А. Н., Жданов В.И., Федорова Е.В. Асимптотические формулы для коэффициента усиления гравитационно-линзовой системы вблизи каустики-складки // Письма в АЖ. — 2010. — **36**. — С. 344–352.
2. Бронников К.А., Рубин С.Г. Лекции по гравитации и космологии. — М.: МИФИ, 2008. — 460 с.
3. Захаров А.Ф. Гравитационные линзы и микролинзы. — М.: Янус-К, 1997. — 328 с.
4. Линде А.Д. Физика элементарных частиц и инфляционная космология. — М.: Наука, 1990. — 280 с.
5. Минаков А.А., Вакулик В.Г. Статистический анализ гравитационного микролинзирования. — К.: Наукова Думка, 2010. — 261 с.
6. Новиков И.Д., Кардашов Н.С., Шацкий А.А. Многокомпонентная Вселенная и астрофизика кротовых нор // УФН. — 2007. — **177**. — С. 1017–1023.
7. Питьева Е.В. Релятивистские эффекты и сжатие Солнца из радарных наблюдений планет и космических аппаратов // Письма в Астрон. журн. — 2005. — **31**. — С. 340–349.
8. Соловьев Д.А., Цирулев А.Н. Устойчивые круговые орбиты вблизи гравитирующих скалярных конфигураций // Вестник ТвГУ. Сер.: Прикл. мат. — 2010. — **19**. — С. 29–41.
9. Уилл К. Теория и эксперимент в гравитационной физике. — М.: Энергоатомиздат, 1985. — 296 с.
10. Фишер И.З. Поле скалярного мезона с учетом гравитационных эффектов // ЖЭТФ. — 1948. — **18**. — С. 636–640.
11. Яцків Я.С., Александров О.М., Вавилова І.Б., та ін. Загальна теорія відносності: випробування часом. — К.: Академперіодика, 2005. — 288 с.
12. Alexandrov A.N., Zhdanov V.I. Asymptotic expansions and amplification of a gravitational lens near a fold caustic // MNRAS. — 2011. — **417**. — P. 541–554.
13. Antonucci R., Miller J. Spectropolarimetry and the nature of NGC 1068 // Ap. J. — 1985. — **297**. — P. 621–623.
14. Bekenstein J.D. Transcendence of the Law of Baryon-Number Conservation in Black-Hole // Physics. Phys. Rev. Letters. — 1972. — **28**. — P. 452–455.
15. Bekenstein J.D. Nonexistence of Baryon Number for Static Black Holes // Phys. Rev. D. — 1972. — **5**. — P. 1239–1246; 2403–2412.
16. Berti E., Cardoso V., Gualtieri L., Horbatsch M., Sperhake U. Numerical simulations of single and binary black holes in scalar-tensor theories: Circumventing the no-hair theorem // Physical Review D. — 2013. — **87**, id. 124020.
17. Blandford R., Znajek R. Electromagnetic extraction of energy from Kerr black holes // MNRAS. — 1977. — **179**. — P. 433–456.
18. Blandford R.D. Relativistic accretion. In: Astrophysical Disks // Proc. ASP Conf. Ser. (Ed. J.A.Sellwood and J.J.Goodman.) — 1999. — **160**. — P.265-278.
19. Breton R.P., Kaspi V.M., Kramer M., et al. Relativistic Spin Precession in the Double Pulsar // Science. — 2008. — **321**, Is. 5885. — P. 104–107.
20. Burgay M., D’Amico N., Possenti A., et al. An increased estimate of the merger rate of double neutron stars from observations of a highly relativistic system // Nature. — 2003. — **426**. — P. 531–533.
21. Chartas G., Agol E., Eracleous M., et al. Caught in the act: Chandra observations of microlensing of the radio-loud quasar MG J0414+0534 // Ap. J. — 2002. — **568**. — P. 509–521.
22. Chartas G., Eracleous M., Agol E., Gallagher S.C. Chandra observations of the Cloverleaf quasar H1413+117: A unique laboratory for microlensing studies of a LoBAL quasar // Ap.J. — 2004. — **606**. — P. 78–84.
23. Chartas G., Kochanek C.S., Dai X., et al. Revealing the structure of an accretion disk through energy dependent X-ray microlensing // Ap. J. — 2012. — **757**, id. 137. — P. 12.
24. Chase J.E. Event horizons in static scalar-vacuum space-times // Comm. Math. Phys. — 1970. — **19**. — P. 276–288.
25. Chowdhury A.N., Patil M., Malafarina D., Joshi P.S. Circular geodesics and accretion disks in the Janis–Newman–Winicour and gamma metric spacetimes // Phys. Rev. D. — 2012. — **85**, id. 104031.
26. Chruściel P.T., Costa J.L., Heusler M. Stationary Black Holes: Uniqueness and Beyond. // Living Rev. Relativity. — 2012. — **15**. — P. 7–73. (<http://www.livingreviews.org/lrr-2012-7>).
27. Dai X., Chartas G., Agol E., Bautz M.W., Garmire G.P. Chandra observations of QSO 2237+0305 // Ap. J. — 2003. — **589**. — P. 100–110.
28. De Rosa A., Bassani L., Ubertini P., et al. An X-ray view of absorbed INTEGRAL AGN // Astron. Astrophys. — 2008. — **483**. — P. 749–758.
29. Fabian A.C., Miniutti G. The X-ray spectra of accreting Kerr black holes // In: “Kerr Spacetime: Rotating Black Holes in General Relativity”, Eds. D.L.Wiltshire, M.Visser and S.M.Scott. — Cambridge Univ. Press, 2009. — 377 p. (astro-ph/0507409).
30. Fedorova E., Beckmann V., Neronov A., Soldi S. Studying the long-time variability of the Seyfert 2 galaxy NGC 4388 with INTEGRAL and Swift // MNRAS. — 2011. — **417**. — P. 1140–1147.
31. Fedorova E.V., Zhdanov V.I., Vignali C., Palumbo G.G.C. Q2237+0305 in X-rays: spectra and variability with XMM-Newton // Astron. Astrophys. — 2008. — **490**. — P. 989–994.
32. Ghez A.M., Salim S., Weinberg N.N., et al. Measurement distance and properties of the Milky way’s central supermassive black hole with stellar orbits // Ap. J. — 2008. — **689**. — P. 1044–1062.
33. Grieger B., Kayser R., Refsdal S. Gravitational micro-lensing as a clue to quasar structure // Astron. Astrophys. — 1988. — **194**. — P. 54–64.

34. *Harada T., Iguchi H., Nakao K.* Physical Processes in Naked Singularity Formation // *Prog. Theor. Phys.* — 2002. — **107**. — P. 449–524.
35. *Hohensee M.A., Leefer N., Budker D., et al.* Limits on violations of Lorentz symmetry and the Einstein equivalence principle using radio-frequency spectroscopy of atomic dysprosium // *ArXiv:1303.2747* (2013).
36. *Horbatsch M.W., Burgess C.P.* Cosmic black-hole hair growth and quasar OJ287 // *JCAP.* — 2012. — Is. 05, id. 010. — P. 20. (ArXiv:1111.4009).
37. *Hulse R.A., Taylor J.H.* Discovery of a pulsar in a binary system // *Astrophys. J. Lett.* — 1975. — **195**. — P. L51–L53.
38. *Jacobson T.* Primordial Black Hole Evolution in Tensor-Scalar Cosmology // *Phys. Rev. Lett.* — 1999. — **83**. — P. 2699–2702. (Astro-ph/9905303).
39. *Janis A.I., Newman E.T., Winicour J.* Reality of the Schwarzschild Singularity // *Phys. Rev. Lett.* — 1968. — **20**. — P. 878–880.
40. *Jovanović P.* The broad Fe K α line and supermassive black holes // *New Astronomy Reviews.* — 2012. — V. 56, Is. 2–3. — P. 37–48.
41. *Kardashev N.S., Novikov I.D., Shatskiy A.A.* Astrophysics of Wormholes // *Int. Journ. Modern Phys. D.* — 2007. — **16**. — P. 909–926. (Astro-ph/0610441v2).
42. *Kramer M.* Probing gravitation with pulsars // *Proc. Int. Astron. Union.* — 2013. — **291**. — P. 19–26.
43. *Kramer M., Stairs I.H., Manchester R.N., et al.* Tests of General Relativity from Timing the Double Pulsar // *Science.* — 2006. — **314**, Is. 5796. — P. 97–102.
44. *Laor A.* Line profiles from a disk around a rotating black hole // *Astrophysical Journal.* — 1991. — **376**. — P. 90–94.
45. *Longair M.S.* High Energy Astrophysics. — Cambridge University Press, 2011. — 861 p.
46. *Lyne A.G., Burgay M., Kramer M., et al.* A Double-Pulsar System: A Rare Laboratory for Relativistic Gravity and Plasma Physics // *Science.* — 2004. — **303**, Is. 5661. — P. 1153–1157.
47. *Meier D.L.* Grand Unification of AGN and the Accretion and Spin Paradigms // *New Astronomy Reviews.* — 1999. — **46**, Is. 2–7. — P. 247–255. (Astro-ph/9908283).
48. *Novikov I.D., Thorne K.S.* Astrophysics of black holes // In “Black holes (Les astres occlus)”, ed. C.DeWitt and B.S.DeWitt. — New York: Gordon and Breach, 1973. — P. 343–450.
49. *Oshima T., Mitsuda K., Ota N., et al.* ASCA observation of the lensed blazar PKS 1830-211: an implication of X-ray microlensing // *Ap. J.* — 2001. — **551**. — P. 929–933.
50. *Perera B.B.P., McLaughlin M.A., Kramer M., et al.* The Evolution of PSR J0737-3039 B and A: Model for Relativistic Spin Precession // *Ap. J.* — 2010. — **721**. — P. 1193–1205.
51. Planck Collaboration; *Ade P.A.R., Aghanim N., Armitage-Caplan C., et al.* Planck 2013 results. XVI. Cosmological parameters // *ArXiv:1303.5076* (2013).
52. *Popovic L.C., Mediavilla E.G., Jovanović P., Munoz J.A.* The influence of microlensing on the shape of the AGN Fe K α line // *Astron. Astrophys.* — 2003. — **398**. — P. 975–982.
53. *Popovic L. C., Jovanović P., Mediavilla E., et al.* A study of the correlation between the amplification of the Fe K α line and the X-ray continuum of quasars due to microlensing // *Ap. J.* — 2006. — **637**. — P. 620–630.
54. *Sahni V., Wang L.* New cosmological model of quintessence and dark matter // *Phys. Rev. D.* — 2000. — **62**, id.103517.
55. *Sahni V., Starobinsky A.* The Case for a Positive Cosmological Λ -Term // *Int. J. Mod. Phys. D.* — 2000. — **9**, Is. 04. — P. 373–443.
56. *Sahni V.* Dark Matter and Dark Energy // *Lect. Notes Phys.* — 2004. — **653**. — P. 141–180.
57. *Schneider P., Ehlers J., Falco E.E.* Gravitational Lenses. — Berlin: Springer, 1992.
58. *Soldi S., Beckmann V., Gehrels N., De Jong S., Lubiński P.* High-energy emission from NGC 5506, the brightest hard X-ray Narrow Line Seyfert 1 galaxy. In: *Narrow-Line Seyfert 1 Galaxies and their place in the Universe* // *Proc. of Science.* — 2011 (NLS1), id. 063 (ArXiv:1105.5993).
59. *Soldi S., Ponti G., Beckmann V., Lubiński P.* AGN variability at hard X-rays // In: *The Extreme sky: Sampling the Universe above 10 keV.* *Proc. of Science.* — 2009 (extremesky 2009), id. 031 (ArXiv:1001.4348)
60. *Ureña-López L.A., Matos T.* New cosmological tracker solution for quintessence // *Phys. Rev. D.* — 2000. — **62**, id.081302.
61. *Will C.M.* The confrontation between General Relativity and Experiment // In: *Ciufolini I., Matzner R. (Eds). General Relativity and John Archibald Wheeler.* — Springer, 2010. — P. 73–93.
62. *Wilson A.S., Colbert E.J.M.* The difference between radio-loud and radio-quiet active galaxies // *Ap.J.* — 1995. — **438**. — P. 62–71.
63. *Zhdanov V.I., Alexandrov A.N., Fedorova E.V., Sliusar V.M.* Analytical Methods in Gravitational Microlensing // *ISRN Astron. Astrophys.* — 2012. — **2012**, id. 906951. — 21 P.
64. *Zhdanov V.I., Ivashchenko G.* Cosmological scalar fields that mimic the Λ CDM cosmological model // *Kinematics and Phys. of Celestial Bodies.* — 2009. — **25**. — P. 73–78. (ArXiv:0806.4327).
65. *Zloshchastiev K.G.* Coexistence of black holes and a long-range scalar field in cosmology // *Phys. Rev. Lett.* — 2005. — **94**, id. 121101.

Надійшла до редакції 11.08.2013