

АКТИВНІ ЯДРА ГАЛАКТИК ТА РЕНТГЕНІВСЬКІ СПОСТЕРЕЖЕННЯ

А. А. Василенко¹, В. І. Жданов², О. В. Федорова²

¹ Головна астрономічна обсерваторія НАН України,
вул. Акад. Заболотного, 27, Київ, 03680, Україна,

² Астрономічна обсерваторія Київського національного університету імені Тараса Шевченка,
вул. Обсерваторна, 3, Київ, 04053, Україна

(Отримано 24 червня 2016 року; в остаточному вигляді — 27 липня 2016 р.)

У запропонованому огляді розглянуто сучасні уявлення про будову активних ядер галактик (АЯГ) з акцентом на центральну частину цих об'єктів, для розуміння якої суттєвим є залучення релятивістських теорій. Інформацію про фізичні процеси в серцевині АЯГ дає рентгенівське випромінювання, згенероване в короні акреційного диска поблизу надмасивної чорної діри. Сформульовано основні положення уніфікованої схеми АЯГ; розглянуто деякі напрямки її модифікації та питання, що тут виникають.

Ключові слова: активні ядра галактик, спектр рентгенівського випромінювання.

PACS number(s): 98.54.Cm, 98.62.Mw, 33.20.Rm, 04.20.-q

ЗМІСТ

I	Вступ	1	відповідають. Наразі встановлено, що причиною активності галактичних ядер є акреція матерії на надмасивні чорні діри, які, за сучасними уявленнями, переходять в ядрах усіх правильних галактик. Отже, усі типи активних ядер галактик мають спільну причину активності. Але кожен об'єкт має свої особливості, тому в наш час детально вивчають тонкі відмінності спостережуваної картини АЯГ для їх пояснення.
II	Загальні характеристики та класифікація АЯГ за мультихвильовими даними	1	Наявність таких гранично-релятивістських об'єктів, як чорні діри, а також екстремальних магнітних полів та генерація потужних потоків випромінювання робить АЯГ чудовою лабораторією для перевірки фундаментальних фізичних теорій. Насамперед джерелом даних для цього є рентгенівське та гамма-випромінювання, яке народжується у центральній області АЯГ і несе сигнали від релятивістських процесів у цій області. На цей момент найбільш інформативним є випромінювання в діапазоні від одиниць до сотень кілоелектронвольт. Завадою є велика кількість різноманітних фізичних чинників, які ускладнюють інтерпретацію спостережень в усіх діапазонах електромагнітного випромінювання.
	A Оптичні спостереження	1	
	B Радіоспостереження	3	
	C Рентгенівські дані	3	
	D Інфрачервоне випромінювання	4	
	E Просторова анатомія АЯГ за мультихвильовими даними	4	
III	Будова центральної машини АЯГ	5	
	A Чорні діри	5	
	B Акреційний диск. Типи акреційних дисків	6	
	C Корона	7	
	D Уніфікована схема АЯГ	7	
IV	Моделювання спектрів рентгенівського випромінювання АЯГ	8	
	A Основний ступеневий континуум та експоненційний завал	8	
	B Поглинання рентгенівського випромінювання	9	
	C Спектр відбиття та перевипромінювання	10	
	D Емісійна лінія заліза Fe K α	11	
	E Спін-парадигма	13	
V	АЯГ як лабораторія для перевірки теорій фундаментальних взаємодій	13	
	A Сильні гравітаційні поля	13	
	B Динамічна темна енергія в околі компактних астрофізичних об'єктів	14	

I. ВСТУП

Активні ядра галактик (АЯГ) у сучасній спостережній та теоретичній астрономії є одними з найцікавіших об'єктів. Для їх розуміння доводиться залучати, фактично, усі області фізики — від механіки до квантової електродинаміки та загальної теорії відносності. Ці об'єкти є найяскравішими в нашому Всесвіті, що відразу ставить питання про механізми, які за це

II. ЗАГАЛЬНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТА КЛАСИФІКАЦІЯ АЯГ ЗА МУЛЬТИХВИЛЬОВИМИ ДАНИМИ

A. Оптичні спостереження

Активні галактики відрізняються від так званих “нормальних” галактик кількістю енергії, що випромінюється їхніми центральними частинами - ядрами.

Існує ще також безліч субкласів, у яких визначальну роль відіграють поляризоване випромінювання, ширини ліній Бальмерівської серії та можливий внесок областей зореутворення (наприклад т. зв. “лайнери” — англ. LINER’s, які також інколи відносять до типу Sy3).

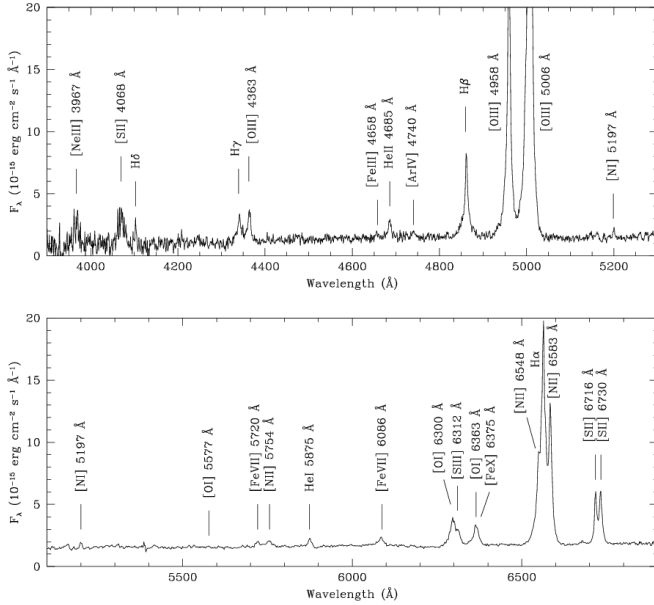


Рис. 2. Оптичний спектр галактики Mrk 1210 [70] — типовий для класу Сейферт 2. Довжина хвилі подана у власній системі відліку випромінюючих частинок.

В. Радіоспостереження

Радіогалактиками називають галактики, які є джерелом потужного (до 10^{45} ерг/с) випромінювання в радіодіапазоні. Виокремлення радіогалактик в окремий клас є дещо довільним, оскільки випромінюють у радіодіапазоні практично всі галактики, але з великою різницею в потужності випромінювання (10^{37} — 10^{45} ерг/с). Приблизно $\sim 10\%$ усіх АЯГ є радіогалактиками. Серед найвідоміших радіогалактик — Лебідь А, Центавр А, Діва А, Піч А, з яких почалося вивчення об’єктів цього класу. Більшість радіогалактик відносяться до гігантських еліптичних галактик та інколи до спіральних, які належать до Сейфертів.

У 1974 році на основі вивчення в радіодіапазоні морфології 57 радіоджерел з каталогу 3CR астрономи Берні Фанаров та Джулія Райлі запропонували поділити протяжні радіоджерела на два типи [40]. Перший тип джерел (FR I) має спадання радіояскравості від центру до країв, другий тип (FR II) має розподіл яскравості, максимум якого є в бокових компонентах, у гарячих плямах, т.зв. “вухах”. Для чіткішого розділення на типи в сумнівних випадках використовують величину R_{FR} — відношення відстані між максимумами поверхневої радіояскравості на різних кінцях джерела до повного розміру джерела на найслабшій ізотопі. Якщо $R_{FR} < 0.5$, то джерело відносять до типу FR I, якщо $R_{FR} > 0.5$ — до FR II. Було також

установлено [40], що майже всі джерела зі світністю

$$L_{(178)} \leq 2 \times 10^{25} h_{100}^{-2} \text{Вт} \cdot \text{Гц}^{-1} \text{ср}^{-1} \quad (1)$$

належать до першого типу. Однак границя за світністю не завжди збігається з розділенням за морфологією.

На початку 2015 року в статті [8] троє італійських астрофізиків — Ран’єрі Балді, Алесандро Капетті та Габріель Джіованні заявили про відкриття третього типу радіогалактик — FR 0. Вивчаючи вибірку 12 радіогалактик, вони виявили, що 7 з них мають окремі незвичні властивості. Ці галактики, на перший погляд, належали до звичайного класу FR I: це були старі еліптичні масивні ($\sim 10^{11} M_{\odot}$) галактики з центральними НМЧД масою $\geq 10^8 M_{\odot}$; світності їх ядер у радіо та лінії [OIII] лежали в межах, типових для FR I. Але спостереження, які виконали ці вчені на масивні радіотелескопів JVLА, показали наявність компактної радіоструктури розміром від ~ 0.5 кпк до 3 кпк, а також значення фактора домінування ядра (core dominance factor) R як відношення виміряного потоку від ядра на частоті 7.5 ГГц $F_{7.5}^{\text{ядра}}$ до потоку на частоті 1.4 ГГц з радіоогляду неба NVSS (NRAO VLA Sky Survey) $F_{1.4}^{\text{ядра}}$, яке було в ~ 30 разів більше, ніж для галактик типу FR I. Інакше кажучи, єдиною відмінністю FR 0 від типу FR I є відсутність протяжної радіоструктури. У новому типі ядро відповідає за частку радіовипромінювання, яка становить понад 10% емісії від усієї радіоструктури, яка може бути за розміром не більше декількох кілопарсек. Водночас у звичних FR I та FR II ця частка становить не більше 1% з розмірами зовнішніх радіоструктур у десятки та сотні кілопарсек.

До радіогучних об’єктів також відносять радіогучні квазари та блазари (від назви джерела BL Lac). Квазари (квазізоряні об’єкти) є найбільш потужними джерелами у Всесвіті з абсолютною величиною $M_B < -23^m$, характеризуються сильним радіовипромінюванням та широкими емісійними (інколи й абсорбційними) лініями з великим червоним зміщенням. Блазари характеризуються швидкою змінністю блиску, наявністю інтенсивного поляризованого випромінювання та наявністю слабких, якщо вони взагалі є, емісійних ліній.

С. Рентгенівські дані

Уже через декілька років після початку рентгенівської астрономії випромінювання цього діапазону було зареєстроване від активних ядер галактик, а саме у квітні 1965 від галактик Лебідь А та M87 [22]. Перший ґрунтовний огляд неба в рентгені виконав супутник UHURU (SAS-1), який був запущений 12 грудня 1970 року і за результатами якого виявлено вже 88 подібних галактик [108] серед 339 джерел 4-го каталогу зареєстрованих джерел. Використання нових приладів для отримання знімків неба в рентгенівському діапазоні, які вперше були використані на супутнику Einstein, запущеному в 1979 році, показало, що значна

частина космічного рентгенівського фону є насправді нерозділеними окремими рентгенівськими джерелами. Сучасні спостереження супутників XMM-Newton та Chandra з наддовгими витримками й надалі підтверджують цей висновок, наприклад [23]. Як мінімум 20 % від їх кількості є галактиками з активними ядрами.

Унаслідок низької чутливості та енергетичної роздільної здатності перші спостережні рентгенівські спектри активних ядер галактик апроксимувались простим степеневим законом з фотонним індексом ~ 1.7 (наприклад [76, 121]). Лише потім, із запуском супутників наступного покоління (ROSAT, Ginga, ASCA), завдяки їх багатому чутливішим інструментам вдалося чітко знайти та виділити різні спектральні особливості на фоні степеневого континууму. Наразі степеневу апроксимацію зазвичай використовують для опису первинного (тобто без урахування ефектів розсіювання та поглинання) випромінювання, яке утворюється завдяки оберненому Комптон-ефекту у процесах розсіювання низькоенергетичних фотонів на релятивістських електронах [106].

D. Інфрачервоне випромінювання

Ера систематичних досліджень активних ядер галактик у цьому діапазоні енергій розпочалась із запуску в 1983 році супутника IRAS (Infrared astronomical satellite) [97]. Далі естафету прийняла космічна обсерваторія ISO (Infrared space observatory), яка фактично завершила отримання основних даних для АЯГ. Усі сучасні місії, такі, як WISE, Spitzer та Herschel, завдяки високій спектральній та просторовій роздільній здатності, допомогли вже вивчити тонкості в характеристиках ГЧ-випромінювання. Окрім цього, активний розвиток ближньої ГЧ-астрономії з використанням наземних великих телескопів дозволило безпосередньо спостерігати структурні елементи активних ядер, а за спектральними особливостями — відновлювати деталі їх будови (наприклад, [70, 96]).

Інфрачервоне випромінювання від АЯГ можна охарактеризувати так [93]. Частку відповідного діапазону 2–200 μm в болометричній світності АЯГ можна оцінити як $\sim 30\%$, а в індивідуальних випадках вона може становити від 15% до навіть 50%. Спектральний розподіл при цьому має три окремі частини з характерними особливостями. Перша ділянка — мінімум на довжинах хвиль $\sim 1\text{--}2\ \mu\text{m}$, що відповідає температурі сублімації пилу (між 1000°K та 2000°K , залежно від складу пилинок). Друга ділянка — “ГЧ-горб” на довжинах хвиль 10–30 μm , зумовлений тепловим випромінюванням пилу ($50\text{--}1000^\circ\text{K}$). Третя ділянка — на довжинах хвиль понад 30 μm , форма якої описується степеневим законом з показником $\alpha > 3$. Окремо зазначимо, що для радіогучних об’єктів частина степеневого спектру між субміліметровим та далеким ГЧ-випромінюванням описується не випромінюванням пилу, а синхротронним самопоглинанням випромінювання релятивістських електронів.

Галактики з екстремально сильним ГЧ-випромінюванням називають ULIRG’s (Ultraluminous Infrared Galaxies), але варто зауважити, що до цього класу переважно належать галактики з активним зореутворенням і лише інколи — АЯГ-и. Прикладом останнього є ULIRG NGC 6240, яку лише в 1999 році, завдяки спостереженням супутника ВерроSAX на енергіях понад 20 keV, було віднесено до АЯГ із сильним стовпчиковим поглинанням [116].

E. Просторова анатомія АЯГ за мультиспектральними даними

На сьогодні мультиспектральні спостереження АЯГ дають цінну інформацію, яка дозволяє зрозуміти основні елементи їх просторової “анатомії” відповідно до різних діапазонів електромагнітного випромінювання. Просторові характеристики цих елементів можна пов’язувати зі змінністю в часі випромінювання в континуумі для різних діапазонів спектра. Для рентгенівського континууму найменші характерні часи змінності лежать у межах від десятків хвилин до декількох днів (наприклад [7, 54, 110]). Це означає, що джерело випромінювання в області континууму є відносно малим за розміром.

Континуум деяких АЯГ показує високу світність в ультрафіолетовому світлі, так званий ультрафіолетовий (УФ) горб (Big Blue Bump), який описується тепловим випромінюванням від оптично-товстої області або оптично-тонкої внаслідок вільно-вільних переходів. Це УФ-випромінювання вважають відповідальним за розігрів та сублімацію газопилової оболонки навколо активного ядра. Тому є закономірною виявлена змінність в ГЧ-діапазоні, яка корелює зі змінністю в УФ та оптичному діапазоні (наприклад [45, 60]). Оскільки саме ГЧ-випромінювання відповідає пилу, тому цей діапазон застосовують для активного дослідження газопилового тору, який, згідно з уніфікованою моделлю, повинен бути навколо ядра. Цей тор може бути суцільним або, більш імовірно, мати комковату структуру з окремих хмаринок (див., наприклад [4, 70, 97]). Відомості щодо аналітичних та чисельних моделей тора можна знайти в [10, 11].

Радіогучність АЯГ пов’язують з існуванням джетів — струменів матерії, що виходять з ядра з релятивістською швидкістю та утворюють позагалактичні структури з характерними морфологічними ознаками. Джети існують не в усіх АЯГ. Сильна поляризація випромінювання в радіодіапазоні — до 60% — свідчить про синхротронний механізм його генерації.

Ще однією важливою властивістю АЯГ є сильне рентгенівське випромінювання, яке описується степеневим спектром, що утворився внаслідок прояву механізму оберненого Комптону для низькоенергетичних фотонів на релятивістських електронах [106]. Відносна частота потужності рентгенівського випромінювання в АЯГ до звичайних галактик може досягати трьох-чотирьох крат.

Наявність емісійних ліній різного ступеня збудження та ширини (окремо група ліній з уширенням, що відповідає $v \sim 100\text{--}500$ км/сек та окремо з $\sim 1000 < v \lesssim 30000$ км/сек) говорить про наявність окремих областей, де вони виникають. Часова затримка між змінами параметрів лінії в різних ділянках спектра дозволяє розділити основні зони просторово так.

Область континууму. Вважають, що ця область відповідає акреційному диску навколо надмасивної чорної діри (НМЧД). Розмір області, який відповідає за найбільш енергетичне випромінювання, сумірний з нашою Сонячною системою (декілька світлових годин або трохи більше). Високоенергетичне випромінювання пов'язане з дуже високою ефективною температурою $\sim 10^{8\div 9}$ °С.

Область широких спектральних ліній (broad line region — BLR). Розмір — декілька світлових днів до світлових місяців (у квазарів).

Область вузьких ліній — (narrow line region — NLR). Розмір — декілька світлових років, інколи — до десятків у яскравих квазарів (наприклад [16, 92]). Середовище в цій області схоже за властивостями на газ навколо молодих зірок, але має при цьому дисперсію швидкостей сотні км/сек. Ця область плавно переходить у міжзоряний простір галактики.

III. БУДОВА ЦЕНТРАЛЬНОЇ МАШИНИ АЯГ

A. Чорні діри

Єдине відоме джерело енергії, яке могло б забезпечувати належну ефективність випромінювання, що відповідає спостережним даним, — це акреція газу у гравітаційному полі надмасивної чорної діри (НМЧД) з масою $10^6 - 10^8$ мас Сонця. Гіпотезу про наявність НМЧД в центрах АЯГ, вперше запропонував Лінден-Белл у 1969 році [66]. У наш час вона загальноприйнята.

Чорна діра описує асимптотичний стан деякої області простору-часу, що утворюється в результаті гравітаційного колапсу. Це досить простий об'єкт у тому розумінні, що, на відміну від інших астрофізичних тіл, його прояви не залежать від властивостей речовини, яка сколапсувала. Розв'язок рівнянь Ейнштейна, що описує чорну діру в астрофізично цікавих випадках, однозначно визначений її масою M та моментом обертання J . Теорія чорних дір у загальній теорії відносності добре розроблена; численну бібліографію можна знайти в [130].

Для чорної діри, яка не обертається, радіус Шварцшильда збігається з горизонтом подій, який обмежує ту область простору-часу, звідки жодна фізична інформація не може досягти зовнішнього спостерігача. Будь-яке тіло, яке потрапило під горизонт, не може уникнути падіння в центральну сингулярність.

Метрику простору-часу навколо чорної діри, яка не обертається, представляє розв'язок Шварцшильда, який був отриманий у межах загальної теорії відносності в 1916 році [98]:

$$ds^2 = \left(1 - \frac{r_g}{r}\right) dt^2 - \left(\frac{dr^2}{1 - \frac{r_g}{r}} + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2)\right); \quad (2)$$

тут і далі в цьому підрозділі вибрано одиниці, де $c = 1$, $r_g = 2GM$.

Для метрики (2) відомі радіуси стійких та нестійких колових орбіт [133]. Радіус найменшої стійкої колової орбіти у координатах кривин, що відповідають представленню (2) є $r = 3r_g$. У проміжку $[3r_g/2, 3r_g]$ колові орбіти нестійкі. За певних умов пробне тіло може здійснити спершу декілька обертів навколо чорної діри, а потім або впасти в чорну діру, або вилетіти на нескінченність. У проміжку $[r_g, 3r_g/2]$ колових орбіт немає.

Загальний розв'язок для незарядженої чорної діри в асимптотично-плоскому просторі-часі, з урахуванням їх можливого обертання навколо власної осі, знайшов Керр у 1963 році [61]

$$ds^2 = \left(1 - \frac{r_g r}{\rho^2}\right) (dt)^2 - \frac{\rho^2}{\Delta} (dr)^2 - \rho^2 (d\theta)^2 + \frac{2ar_g r}{\rho^2} (\sin\theta)^2 dt d\varphi - \left(r^2 + a^2 + \frac{r_g r a^2}{\rho^2} (\sin\theta)^2\right) (\sin\theta d\varphi)^2, \quad (3)$$

де $c = 1$, M — маса, $a = J/M$ — питомий кутовий момент, а J — кутовий момент чорної діри; $\rho^2 = r^2 + a^2 \cos^2\theta$, $\Delta = r^2 - r_g r + a^2$; маса та кутовий момент визначаються поведінкою поля на нескінченності; метрику записано в координатах Бойера-Ліндквіста [134, 140]. Якщо чорна діра не обертається, то кутовий момент дорівнює нулеві і метрика Керра перетворюється на метрику Шварцшильда.

За умови $a < r_g/2$ поверхня $r = R_h$, де

$$R_h = \frac{r_g}{2} + \sqrt{\frac{r_g^2}{4} - a^2}, \quad (4)$$

має властивості горизонту подій: зовнішній спостерігач не може отримати жодних фізичних сигналів з області $r < R_h$. Назовні горизонту існує поверхня нескінченного червоного зміщення $g_{00} = 0$:

$$r = \frac{r_g}{2} + \sqrt{\frac{r_g^2}{4} - a^2 \cos^2\theta},$$

вона лише дотикається до горизонту в полюсах $\theta = 0, \pi/2$. Область між горизонтом та поверхнею нескінченного червоного зміщення називають *ергосферою*. В ергосфері неможливі часоподібні радіальні траєкторії $\varphi = \text{const}, \theta = \text{const}$.

Максимальний питомий кутовий момент чорної діри з фіксованою масою $a = r_g/2$. За $a > r_g/2$ горизонту немає і метрика (3) описує простір-час навколо так званої "голої" сингулярності, сигнали від якої можуть досягати віддаленого спостерігача (на відміну від чорної діри, де сингулярність прихована під

горизонтом подій). За гіпотезою “космічної цензури” Пенроуза, голі сингулярності не можуть утворюватися, однак ані доведення, ні спростування цієї гіпотези досі немає (див., напр., обговорення у [127, 141, 142]).

Радіус найменшої стійкої орбіти залежить від взаємного напрямку обертання чорної діри та падаючої матерії. Зокрема, у разі екстремальної чорної діри ($a = r_g/2$), коли ці напрямки протилежні, цей радіус є $9r_g/2$, а при збігові напрямків $r = r_g/2$. Значення та напрямок питомого кутового моменту чорної діри є важливим параметром, оскільки, як вважають, він безпосередньо пов’язаний з наявністю чи відсутністю полярних релятивістських викидів з ядра АЯГ — джетів [43].

Зазначимо, що спін чорної діри теоретично може бути як завгодно близьким до $r_g/2$. Але для реальної чорної діри, яка швидко обертається, взаємодія з фотонами, які падають у чорну діру, рухаючись у протилежному до її обертання напрямку, за досить реалістичних припущень обмежує a дещо меншим значенням [109].

В. Акреційний диск. Типи акреційних дисків

Із початком відкриттів у рентгенівському діапазоні яскравих компактних об’єктів постало питання про механізм, який би забезпечував спостережну світність при своїх розмірах. Найкращим сценарієм є акреція на компактний об’єкт. У разі падіння тіла маси m на релятивістський компактний об’єкт із радіусом R та масою M втрачається потенціальна енергія $\Delta E \sim \frac{GMm}{R}$. Для чорної діри можна покласти $R \sim r_g$, тоді ΔE є порівняною з власною енергією mc^2 . Можна очікувати, що η певна частка цієї енергії (фактично, власної енергії) переходить в електромагнітну енергію випромінювання. Значення η залежить від конкретного механізму перекачки енергії. При акреції на ЧД Шварцшильда можна прийняти оцінне значення $\eta \sim 0.06$, а при ЧД Керра ця величина може сягати до $\eta \sim 0.4$ [102]. Це значно більше, аніж для ядерного вибуху, для якого $\eta = 0.007$.

Максимальна світність (тобто повна потужність випромінювання) при найпростішому випадку сферичної акреції обмежується єдінгтонівською границею

$$L_{\text{Edd}} = \frac{4\pi GMm_p c}{\sigma_T} \approx 1.3 \cdot 10^{38} \frac{M}{M_\odot} \text{ ерг/сек,} \quad (5)$$

де m_p — маса протона, σ_T — томсонівський переріз розсіювання. Єдінгтонівська границя — максимальна можлива світність за сферичної акреції, коли гравітаційна сила врівноважена променевим тиском. Цю границю інколи використовують і в разі дискової акреції для грубих оцінок. Відповідно, граничне значення швидкості акреції

$$\dot{M}_{\text{Edd}} = \frac{L_{\text{Edd}}}{\eta c^2}. \quad (6)$$

Найпоширенішим типом акреції вважають дискову акрецію. Тут, на відміну від сферичної акреції, по-

трібно враховувати перенос кутового моменту, гідродинамічні ефекти, можливу наявність магнітних полів, обернений вплив випромінювання на акрегуючий матеріал тощо. Найпростіший сценарій дискової акреції є нерелятивістський тонкий акреційний диск або альфа-диск Шакура–Сюняєва [100]. Це оптично товстий, але геометрично тонкий диск, у якому на всіх радіусах матерія описується кеплерівською швидкістю. За $R \gg r_g$ швидкість руху можна оцінити за ньютонівським наближенням $V \sim \sqrt{GM_{\text{BH}}/R}$. Цю модель застосовують для низьких світностей ($L/L_{\text{Edd}} \ll 1$). Ключовим припущенням моделі є те, що перенос кутового моменту в акреційному диску можна характеризувати феноменологічним параметром кінематичної в’язкості, причому час перерозподілу кутового моменту по диску є набагато більшим за час орбітального періоду та радіаційного переносу. Кожен елемент диска випромінює як чорне тіло, але з різними температурами залежно від радіуса $T(R) \sim R^{-3/4}$. Для менших частот спектр описується формулою Релея–Джинса $I(\nu) \propto \nu^{1/3}$, а для великих — настає експоненційне спадання $I(\nu) \propto \exp(-\frac{h\nu}{kT_{\text{in}}})$, де T_{in} — температура внутрішніх частин акреційного диска. Диск Шакура–Сюняєва є популярним наближенням, але його використовують здебільшого для якісного розгляду, а для опису реальних спектрів він є досить грубою моделлю.

Окрім вище описаного стандартного сценарію акреції з геометрично тонким диском, існує ряд широко прийнятих альтернативних випадків.

- Акреційний матеріал формує двотемпературну плазму, в якій температура йонів набагато вища за температуру електронів ($T_i \sim 10^{11} \text{ }^\circ\text{C}$, $T_e \sim 10^{8\pm 9} \text{ }^\circ\text{C}$) (так звана “звичайна” адвекція — ADAF — Advection-Dominated Accretion Flow) [101]. Газ є оптично тонким, але геометрично товстим і формує степеневий спектр як і в рентгені, так і для м’яких гамма-променів. Такий сценарій є нестабільним за температурою [85] і тому не може реалізовуватися як довготривалий тип акреції.
- Для надєдінгтонівської акреції реалізується сценарій оптично- та геометрично-товстого адвекційного потоку [2, 12] (в англ. літературі: “slim disk”). Унаслідок великої оптичної товщі, час дифузії фотонів за межі диска є більшим, аніж час акреції — фотон не встигає “вийти” з диска. Режим є випромінювально-неефективним.
- Для субєдінгтонівської акреції реалізується сценарій оптично-тонкої адвекції. Суть полягає в тому, що тривалість охолодження диску або час, за який відбудеться взаємодія заряджених частинок для випромінювання фотона є більшим, аніж час акреції [79]. Режим також є випромінювально-неефективним. Такі диски мають дуже малу світність і є основою для пояснення світностей ядер галактик з низькою світністю, т.зв. Low-Luminosity AGN (LLAGN).

С. Корона

Малі часи рентгенівської змінності для АЯГ вказують на те, що рентгенівські фотони в них народжуються в невеликому околі НМЧД. Можливість того, що випромінювання власне акреційного диска відповідає за рентгенівське випромінювання, може бути відкинута на тій підставі, що навіть для дуже гарячих дисків (у подвійних системах зоряних мас з чорною дірою) не передбачається перевищення їх власної температури понад кілька сотень еВ (для дисків типу Шакури–Сюняєва). Водночас, степеневий континуум в АЯГ насправді сягає кількох сотень кеВ, хоча далі експоненційно спадає. Загальноприйнято, що випромінювання АЯГ в рентгені завдячує процесу оберненої комптонізації оптичних та УФ-фотонів акреційного диска на релятивістських електронах корони.

Механізм оберненого комптонівського розсіювання працює для фотонів у випадку, якщо їхня середня енергія E_γ менша, аніж теплова енергія електронів, яка характеризується температурою T_e [65]. За умови $E_\gamma \ll 4kT_e$ фотони отримують значну енергію від електронів. Ефективність процесу залежить від т. зв. томсонівської оптичної товщі $\tau_e = N_e \sigma_T l$ для корони з густиною електронів N_e та розміром l . За малих $\tau_e \ll 1$ ця величина дає середню кількість зіткнень фотонів з електронами $N \sim \tau_e$ до того, як фотон залишає область корони. Але якщо $\tau_e \gg 1$, тоді відбуваються випадкові блукання, що збільшує ефективний шлях і в результаті ефективна кількість зіткнень оцінюється як $N \sim \tau_e^2$. Ці дві різні граничні ситуації враховує комптонівський параметр (або комптонівська оптична товщина)

$$y = \frac{kT_e}{m_e c^2} \max(\tau_e, \tau_e^2), \tag{7}$$

яку вводять при розгляді обміну енергіями між електронами та фотонами. При $4y \geq 1$ спектр фотонів значно змінюється внаслідок оберненого комптон-ефекту. За великих енергій фотонів $E_\gamma = \hbar\omega \gg kT_e$ їх спектр експоненційно спадає. Для великих значень комптонівського параметра $y \gg 1$ значна кількість фотонів досягає енергії, порівняної з енергією електронів $\sim kT_e$. Перехід до експоненційного обрізання відбувається за енергій, більших від $E_\gamma \approx 4kT_e$. Для енергій фотонів менших за $E_\gamma \sim 3kT_e$ маємо степеневий спектр $\sim E^\Gamma$ з фотонним індексом [65]

$$\Gamma = -\frac{1}{2} \pm \sqrt{\frac{9}{4} + \frac{1}{y}}, \tag{8}$$

де плюс відповідає $y \gg 1$, а мінус $y \ll 1$. Це приблизна оцінка, і в літературі можна натрапити на інші вирази для Γ , що залежать від форми корони, типу та темпу акреції (див., напр. [2, 12, 65, 79, 117]). Основні варіанти геометрії корони схематично зображено на рис. 3 [105].

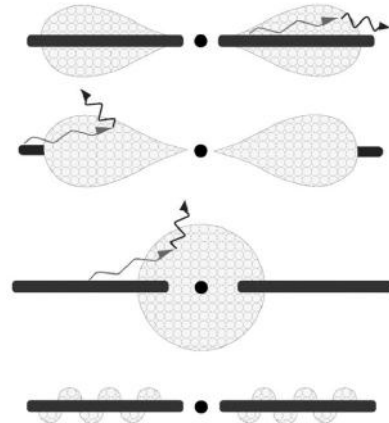


Рис. 3. Можливі прийняті геометрії корони акреційного диска залежно від акреційного стану [105]. Зверху вниз: “плита” - проста геометрія, але зазвичай дає занадто велике значення фотонного індексу; дві посередині “сфера” та “диск”, які мало перекривають акреційний диск і тому повільно охолоджуються, забезпечують малий фотонний індекс; “плямиста” або “уривчаста” корона — залежно від оптичної товщі може показувати різні значення фотонного індексу. Корона — світлий колір, акреційний диск — темний колір.

Основними гіпотезами щодо походження корони на сьогодні є такі.

- *Спалахи.* Нагрівання електронів відбувається внаслідок магнітного перезамикання локальних силових ліній магнітного поля, подібно до сонячної корони. Хоча фізичні деталі не до кінця відомі, цю гіпотезу широко застосовують для пояснення спектра та варіації блиску АЯГ як наявність “гарячих плям” [47, 56].
- *Двокомпонентний диск.* Диск поділяється на дві області: гарячу оптично тонку та “холодну” оптично товсту [52]. Перша область забезпечує первинне випромінювання, а друга є джерелом низько енергетичних фотонів.

Д. Уніфікована схема АЯГ

Усі моделі центральної області АЯГ мають спільні риси та пояснюють активність АЯГ акрецією на НМЧД. Перше спостережне свідчення на користь спільної природи такої активності для різних типів АЯГ — Сейферт 1 та 2 — було отримане під час спектродіагностичних досліджень галактики типу Сейферт 2 NGC 1068, під час якого знайдено в поляризованому світлі широкі лінії Бальмерівської серії та емісію FeII, які характерні для типу Сейферт 1 [6, 73]. Як один із результатів цієї роботи була висловлена думка, що центральна область цієї галактики екранована від спостерігача газопиловим середовищем, а спостережні особливості виникають унаслідок розсіювання випромінювання області широких ліній, що й призводить до появи поляризації. Згадане газопилове середовище повинне було бути як геометрично, так і оп-

тично товстим і характеризуватись як певна тороподібна структура навколо центру АЯГ. Таким чином, спостережну різницю у випромінюванні між типами Сейферт 1 та 2 можна пояснити лише кутом, під яким спостерігач бачить галактику: при спостереженні “з ребра” матимемо Сейферт 2, в якому газопиловий тор закриває область широких ліній та акреційний диск, а при малому куті нахилу осі до променя зору — Сейферт 1. Описана картина становить основу так званої уніфікованої моделі АЯГ [5], яка наразі є загальноприйнятою.

Описана схема пристосована для опису галактик без урахування їх радіогучності. Для радіогучних АЯГ також розробляється уніфікована модель для пояснення дихотомії типів FRI та FRII. Але тут ситуація складніша, причому існує декілька пояснень такого поділу. Найпоширенішим сценарієм є такий, у якому радіогалактики поділяються на типи відповідно до знака спіну НМЧД в їх ядрі та того, чи є акреційний потік ефективно випромінювальним, чи ні [13, 43, 89]. Згідно з цим сценарієм тип FRII виникає в разі протилежних напрямків обертання акреційного диска та НМЧД (ретроградний спін), а FRI — коли ці напрямки збігаються (проградний спін) при високому значенні моменту обертання, причому обидва типи мають акреційні диски з малою власною світністю, як у випадку адекватії. Радіотихі АЯГ містять у собі НМЧД з порівняно низьким проградним спіном та ефективно випромінювальною акрецією, що може супроводжуватись також і сильним вітром.

Загальна схема уніфікованої моделі показана на рис. 4.

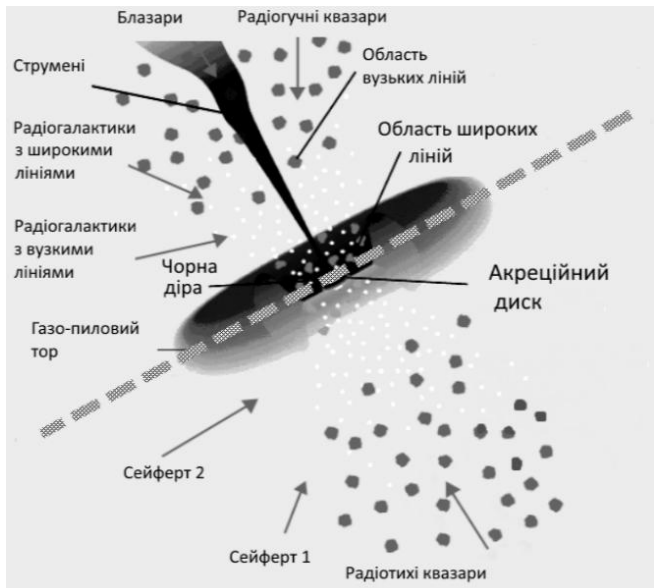


Рис. 4. Уніфікована схема АЯГ [111]. Частина нижче від пунктирної лінії показує поділ для радіотихих галактик, вище від пунктирної лінії — для радіогучних залежно від напрямку променя зору, показаного стрілками.

Уніфікована схема Антонуччі-Міллера, розроблена у 80–90-х роках минулого століття, описує найзагальніші риси АЯГ. Збільшення якості спостережень до-

зволяє модифікувати цю схему та дати докладнішу класифікацію для АЯГ за мультихвильовими спостереженнями з урахуванням індивідуальних властивостей конкретних об’єктів.

Наведемо приклади. Мерфі та Якуб [75, 122] запропонували модель MYTorus з урахуваннями його дискретної структури газопилового тора у вигляді окремих хмарок, яка адекватніше враховує дані спостережень деяких АЯГ. Зокрема, у [112] цю модель ми застосували для аналізу рентгенівського спектра ядра галактики NGC3281 за даними супутників INTEGRAL та XMM-Newton. Модель MYTorus дала більш фізичні результати порівняно з моделями, які описують відбиття у вигляді джерела над холодною нескінченною поверхнею, що призводило до аномальних (на два порядки) значень коефіцієнта відбиття.

Інший приклад стосується дослідження властивостей АЯГ залежно від оточення. Здавалося б, що уніфікована схема, яка пояснює різні властивості АЯГ лише їх орієнтацією щодо променя зору, має давати однакові результати незалежно від того, чи належить материнська галактика скупченню чи групі галактик, або є ізольованою. Але, як свідчать результати робіт [62, 72], АЯГ 2 типів перебувають у тіснішому оточенні, ніж АЯГ 1 типів. Про це ж свідчать оцінки кореляційних функцій для вибірок АЯГ з більш жорстким та менш жорстким рентгенівським спектром, причому амплітуда останніх виявляється в декілька разів меншою, тобто джерела з більш жорстким спектром є більш кластеризовані [34]. Цей результат, що два основні типи АЯГ мають різні оточення, насправді не суперечить уніфікованій схемі, але вимагає врахування еволюційних ефектів. За наявності інтенсивнішого оточення внаслідок взаємодій між сусідніми галактиками слід очікувати більш інтенсивного припливу речовини в центральні області, яка може бути використана як будівельний матеріал для газопилового тора навколо НМЧД. Таким чином, можна очікувати, що середні розміри тора за наявності оточення будуть більшими, що призведе до зменшення кута розкриття і зменшення ймовірності спостерігати АЯГ I типу порівняно з II типом.

IV. МОДЕЛЮВАННЯ СПЕКТРІВ РЕНТГЕНІВСЬКОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ АЯГ

А. Основний ступеневий континуум та експоненційний завал

На сьогодні виділяють такі спектральні характеристики в різних формах та співвідношеннях: ступеневий континуум з експоненційним обрізанням на високих енергіях, додаткове поглинання нейтральним теплим або йонізованим середовищем, часткове поглинання, рентгенівський надлишок у м’якому діапазоні (< 2 keV), емісійні лінії (найважливіша серед яких — Fe K_{α} на енергії 6.4 keV), комптонівський горб у жорсткому рентгенівському діапазоні тощо. На рис.

5 показано типові компоненти спектра для сейфертівських галактик без додаткового поглинання.

Первинне (“primary”) рентгенівське випромінювання від активного ядра галактики у першому наближенні зазвичай описують степеневим законом з експоненційним обрізанням на високих енергіях. Відповідальними за цей континуум вважають високоенергетичні фотони, які виникли внаслідок оберненого комптонівського розсіювання УФ та оптичних теплових фотонів акреційного диска на електронах корони.

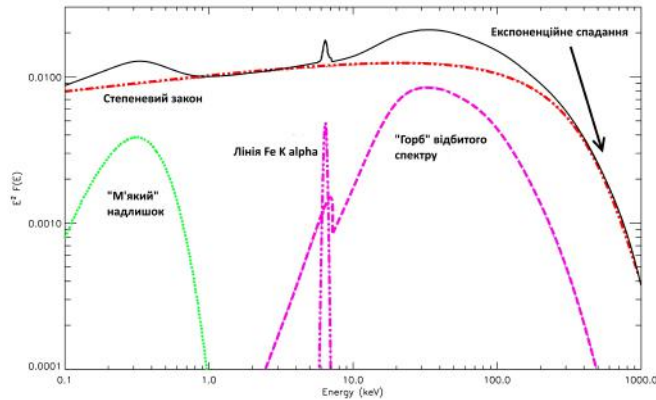


Рис. 5. Основні складники спектра активного ядра галактик без поглинання [90].

Опис степеневим законом² $\sim E^{-\Gamma}$ застосовний у діапазоні від ~ 1 – 2 кеВ до сотень кеВ. Значення показника степеня Γ змінюється залежно від стану самого джерела та внаслідок того, що, окрім степеневі компоненти, спектр може містити ознаки поглинання, емісій у лініях тощо. Сучасні спостереження показують широкий діапазон показника степеня. Для РТ-галактик типовим діапазоном значення $\Gamma \approx 1.7$ – 2.0 [30]. Показник степеня дещо відрізняється для типів Сейферт 1 та 2: ~ 1.8 та ~ 1.9 [21]. При цьому є результати праць, які вказують пологіший спектр галактик Сейферт 2: $\Gamma \approx 1.6$ – 1.7 [24]. Для РГ-галактик степеневий індекс є подібним: $\Gamma \approx 1.4$ – 2.2 [48]. Очевидно, що початкове (без впливу інших спектральних компонентів) значення Γ визначається фізичним станом корони, але якщо його залежність від оптичної товщі та температури електронів можна виразити простою аналітичною залежністю [84], то точний зв'язок, наприклад, зі світністю, темпом та станом акреції, досі точно не визначений [90].

Відносно недавно, завдяки, в основному, спершу спостереженням супутника Верро-SAX, а згодом INTEGRAL, вдалось чітко встановити експоненційне спадання спектра на широкому діапазоні енергій ~ 80 – 300 кеВ і більше [30, 74]. Це узгоджується з широко прийнятою думкою про те, що степеневий спектр генерується короною акреційного диска, температура якої коливається в діапазоні від десятків до со-

тень кеВ, причому її експоненційне спадання зумовлене енергетичним розподілом електронів корони.

В. Поглинання рентгенівського випромінювання

Поглинання випромінювання в рентгенівському діапазоні відбувається завдяки двом процесам: фотоелектричне поглинання та комптонівське розсіювання (вільно-вільні переходи). Вони обидва відіграють велику роль у формуванні спостережного спектра АЯГ, тому їх включення у спектральне моделювання є обов'язковим.

Значення фотоелектричного перерізу розсіювання змінюється з енергією; це можна виразити такою формулою:

$$\sigma_{ph}(E) = (C_0 + C_1 E + C_2 E^2) E^{-3} \cdot 10^{-24} \text{ см}^{-2} \quad ; \quad (9)$$

величини C_i $i = 0, 1, 2$ не залежать від E . Комптонівське розсіювання визначається перерізом Клейна–Нішини σ_{KN} , яке для рентгенівського діапазону дорівнює томсонівському і не залежить від енергії на проміжку до ~ 20 кеВ. Вище від цієї енергії переріз σ_{KN} починає швидко зменшуватись порівняно з томсонівським. Комптонівське розсіювання стає значним за величини поглинання понад за $\sigma_T^{-1} \simeq 10^{24} \text{ см}^{-2}$, тому джерела, які мають $N_H \geq 10^{24} \text{ см}^{-2}$ називаються комптон-товстими і навпаки. Для енергій нижчих від сотень кеВ сумарний ефект двох описаних розсіювань можна записати так [91]:

$$M(E) = e^{-[\sigma_T + \sigma_{ph}(E)] N_H} \quad (10)$$

На рис. 6 показаний цей ефект для початкового випромінювання з $\Gamma=1.95$ для різних величин стовпчиккового поглинання N_H . Для $N_H = 1.5 \cdot 10^{24} \text{ см}^{-2}$ до енергії ~ 20 кеВ лише $\approx 18\%$ потоку поглинається через фотоелектричне поглинання, для Комптонівського розсіювання втрачається вже $\approx 30\%$.

Середовище поглинання також може бути не лише нейтральним, але і йонізованим. Таке поглинання в рентгенівській астрономії називається “теплим поглинанням” (warm absorber). Його особливістю є те, що воно відбувається на йонах елементів, важчих за водень, адже вже при сильному опроміненні потоком з енергією ≥ 13.6 еВ водень йонізується, а зі збільшенням до 54.4 еВ повністю йонізується й гелій. Таким чином, ефекти поглинання забезпечують лише йони “металів”, що також призводить до зменшення сумарного фотоелектричного перерізу. За дуже великої іонізації цей переріз прямує до нуля. На рис. 7 показана зміна спектра при $N_H = 10^{23} \text{ см}^{-2}$ та різних станах йонізації.

²У рентгенівській астрономії “фотонний індекс” Γ входить у формулу для розподілу кількості фотонів залежно від енергії $N(E) \propto E^{-\Gamma}$. Інколи цю залежність записують як $N(E) \propto E^{\alpha-1}$, $\alpha = -(\Gamma - 1)$.

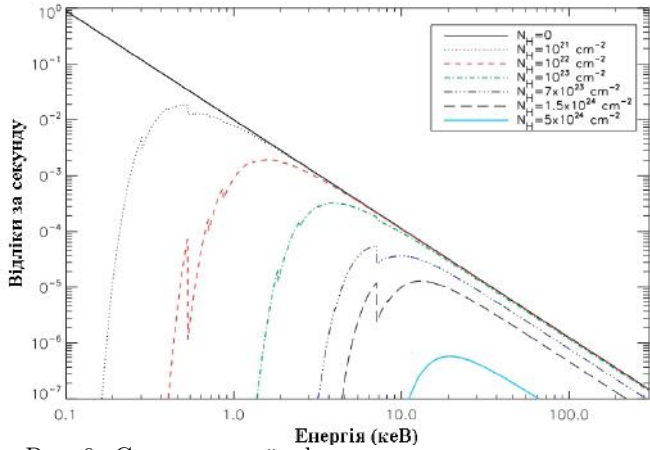


Рис. 6. Спостережний ефект поглинання для початкового степеневого спектра з фотонним індексом $\Gamma = 1.95$ [90].

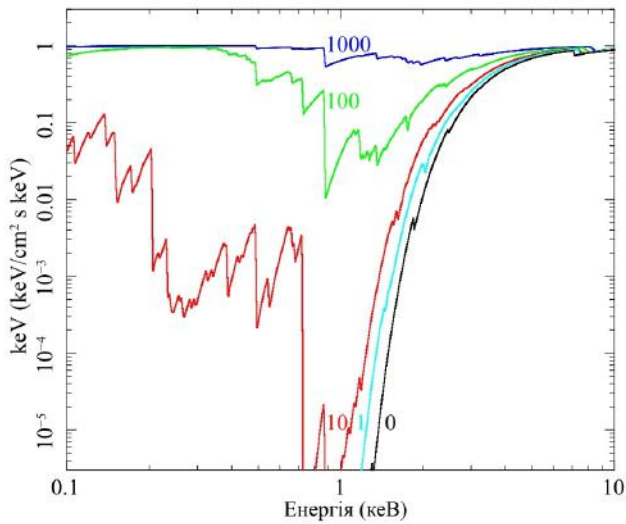


Рис. 7. Вплив йонізованого поглинання при різних ступенях йонізації ξ при початковому степеневому випромінюванні з $\Gamma=2$ [33].

Об'єктами, які відповідають за поглинання, в основному, є пилові смуги материнської галактики АЯГ, області зореутворення, а також хмари областей широких та вузьких ліній. Останнє найбільш актуальне для АЯГ типу Сейферт 1. Найцікавішим є те, що, згідно з уніфікованою моделлю, поглинання в типу Сейферт 2 асоціюють безпосередньо з газо-пиловим тором, який перетинає промінь зору спостерігача. Одночасно відомо, наприклад [63], що цей тор не може становити собою однорідну структуру, а під впливом різних чинників формуватиме набір окремих хмар. Пошук ознак цього є на сьогодні одним з найбільш актуальних напрямків дослідження. Спостережні ознаки клампуватості тору найперше відомі з результатів ГЧ-досліджень та довгоперіодичної змінності джерела з одночасною великою зміною величини N_H . Також одним з проявів складної структури газо-пилового тору є особливості спостережуваного спектра відбиття.

С. Спектр відбиття та перевипромінювання

Спектр відбиття є одним з найважливіших компонентів рентгенівського діапазону, оскільки саме він містить інформацію про безпосередній стан акреційного диска. Базову фізику рентгенівського відбиття можна уявити, якщо ми розглянемо таку спрощену фізичну картину. Жорстке випромінювання континууму у вигляді степеневого закону опромінює нескінченну площину холодного газу (акреційний диск), який оптично товстий ($\tau \geq 1$). Після чого це випромінювання може або по-комptonівськи розсіятися на вільних та зв'язаних електронах, або фотоелектрично поглинутися з подальшим перевипромінюванням у вигляді флуоресцентних ліній, або дисоціювати через каскади Оже-електронів. На рис. 8 показано результат чисельного моделювання такого спектра з урахуванням усіх перерахованих процесів.

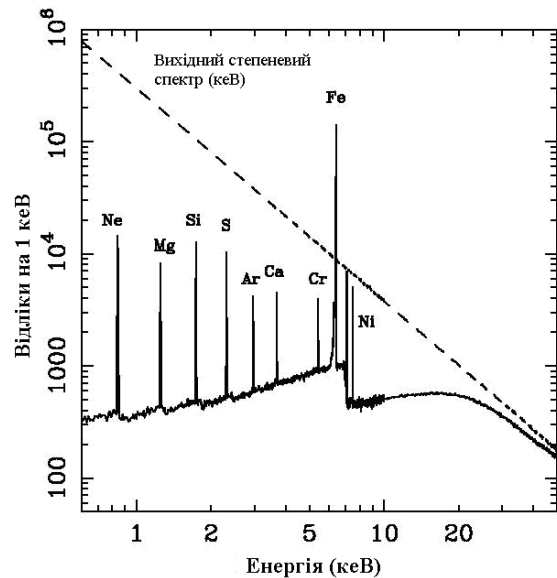


Рис. 8. Приклад спектра відбитого від плоскої поверхні рентгенівського випромінювання з урахуванням внеску різних елементів [94]. Пунктирна лінія зображує континуум первинного випромінювання.

Як уже зазначалося вище, фотоелектричне поглинання є значним до енергій порядку ~ 10 keV, після чого різко зменшується, адже залежить від енергії як E^{-3} , тоді як переріз розсіювання Клейна–Нішини є значним ще до ~ 200 keV (у випадку стовпчикової густини $\geq 10^{24}$ cm^{-2}). Враховуючи також те, що фотони з енергією вище ~ 200 keV ефективно втрачають свою енергію через комptonівське розсіювання, спектр відбиття включає особливість, яка називається “комptonівським горбом” (Compton hump). Він чітко проявляється на енергіях 20–50 keV.

Але така картина сильно спрощена, як мінімум, у припущенні наявності лише “холодного” матеріалу в диску, оскільки природно очікувати, що поверхневий шар диска внаслідок опромінювання короною набуватиме певного ступеня йонізації. Для його характе-

ристики вводять параметр йонізації

$$\xi(r) = \frac{4\pi F_X(r)}{n(r)}. \quad (11)$$

Тут F_X є рентгенівським потоком від одиниці площі на радіусі r , n — супутня електронна концентрація. У наближенні фіксованої густини розрахунок поведінки інтенсивності та форми спектра відбиття від зміни ξ зображено на рис. 9.

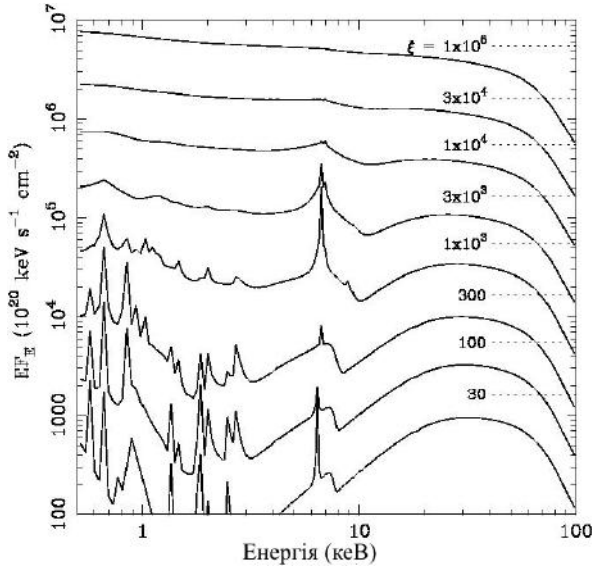


Рис. 9. Зміна рентгенівського спектра відбиття від плоскої поверхні відповідно до зростання йонізації [94]. Точками показані відповідні рівні початкового степеневого випромінювання. По осях — потік енергії EF_E та енергія E .

Найголовнішою зміною при врахуванні наявності йонізації матерії є те, що на низьких енергіях внаслідок зменшення непрозорості внесок відбиття у спостережуваний спектр (і континуум, і лінії) зростає [36, 94]. Але за значної йонізації $\xi \geq 5000$ атоми є повністю йонізованими і лінії у спектрі не спостерігаються.

Амплітуда спектра відбиття в типових моделях для припасовування спостережних спектрів [67] характеризується параметром R . Якщо джерело рентгенівського випромінювання є ізотропним, а поверхня, яка відбиває, плоска, то R подається як відношення тілесного кута, під яким видно відбивач із цього джерела, до площі одиничної напівсфери $R = \Omega/2\pi$. Очевидно, що цей параметр для віддаленого спостерігача залежатиме від кута нахилу між перпендикуляром до площини та променем зору i : малий кут у цьому разі супроводжуватиметься великим значенням R .

D. Емісійна лінія заліза Fe K α

Флуоресцентна лінія заліза Fe K α є, як правило, найсильнішою емісійною лінією в рентгенівському

спектрі. Емісійна лінія заліза Fe K α виникає у випадку, коли один із двох електронів К-оболонки (тобто $n = 1$) атома чи йона заліза відривається внаслідок фотоелектричного поглинання рентгенівських квантів. Поріг поглинання для атома заліза відповідає енергії 7.1 keV (відомий також як “Fe edge”). Після фотопоглинання ймовірні два варіанти зменшення енергетичного стану. Електрон L-оболонки (тобто $n = 2$) може впасти на К-оболонку, випромінивши при цьому фотон лінії Fe K α з енергією 6.4 keV (імовірність 33%) або ж викликати каскад Оже-електронів (імовірність 66%). Унаслідок надтонкої структури рівнів лінії Fe K α насправді складається з двох близьких компонент 6.404 keV та 6.391 keV. Також можливе випромінювання лінії Fe K β 7.06 keV (перехід із вищої M-оболонки), але цей процес є менш ймовірним порівняно з попереднім — відношення ймовірностей як 7.4:1. Окрім цього, у діапазоні 6-7 keV можуть спостерігатися лінії гелієподібного Fe XXV — 6.7 keV і Fe XXVI — 6.97 keV. Крім заліза, може з’являтися в емісії лише слабка лінія нікелю Ni K α 7.5, що передбачає легкість виявлення лінії заліза.

Імовірність того, що флуоресценція відбудеться, або ймовірність того, що після фотойонізації випроміниться рентгенівський фотон, характеризується величиною флуоресцентного виходу ω . Для нейтральної матерії він сильно залежить від атомного номера як $\sim Z^4$ [9] і для заліза дорівнює 0.34. Враховуючи також високий уміст заліза у Всесвіті, природно очікувати відносно сильного випромінювання описуваної лінії. Також в області 6–7 keV, окрім заліза, рідко може з’являтися в емісії лише слабка лінія нікелю Ni K α 7.5, що передбачає легкість виявлення лінії заліза.

Енергія та інтенсивність лінії Fe K α , як елемента спектра відбиття, залежить від ступеня йонізації речовини. Власна енергія лінії монотонно зростає зі зростанням йонізації внаслідок зменшення екранування зовнішніми електронами внутрішніх оболонок та відповідним збільшенням енергії зв’язку між останніми та ядром атома. У діапазоні від нейтрального заліза Fe I до Fe XVII енергії лінії становлять 6.4 keV, при досягненні гелієподібного Fe XXV — 6.7 keV і на решті при Fe XXVI — 6.97 keV.

Цікаво, що інтенсивність лінії зі зростанням йонізації спершу зменшується, а потім зростає і досягає максимуму при $\xi \approx 1000 - 3500$, після чого зменшується до зникнення [36]. Це зростання відбувається внаслідок більшого значення ω для йонізованого заліза (0.49 для Fe XXII та 0.75 для Fe XXVI) та того, що первинне випромінювання є достатньо сильним, щоб йонізувати атоми заліза, але ще не таким, щоб повністю йонізувати легші елементи (насамперед це стосується атомів кисню).

Перше теоретичне передбачення щодо можливої реєстрації випромінювання лінії Fe K α у сейфертівських галактик було зроблене в роботах [52] та [64]. Уперше про її спостережну реєстрацію опубліковано в [87], де проаналізовано спектр галактики MCG-6-30-15, отриманий супутником EXOSAT. У той же рік сповіщено про реєстрацію цієї лінії ще у трьох галактиках [88]

— NGC 5548, NGC 5506 та NGC 3227. Наразі відомо вже сотні АЯГ, які мають емісійну лінію Fe K α .

Лінія Fe K α у спостережних спектрах може відслідковуватися у трьох варіантах: вузька, широка та їх комбінація. Критерієм “ширини” лінії тут є параметр σ для гауссівського емісійного профілю.

Ширина вузької лінії зазвичай має значення в діапазоні сотень км/с і досягає, орієнтовно, до 1000 км/с. Це типова лінія для більшості АЯГ. Її ширина відповідає лініям в УФ та оптичному діапазоні. Також такі лінії часто не відслідковують зміни континууму протягом інтервалів часу аж до декількох днів. Це означає, що вони генеруються в областях, віддалених від центру акреційного диска, які звичайно асоціюються з газопиловим тором [77] чи зовнішніми частинами акреційного диска [90] (в останньому випадку ми, звісно, будемо мати швидшу змінність лінії).

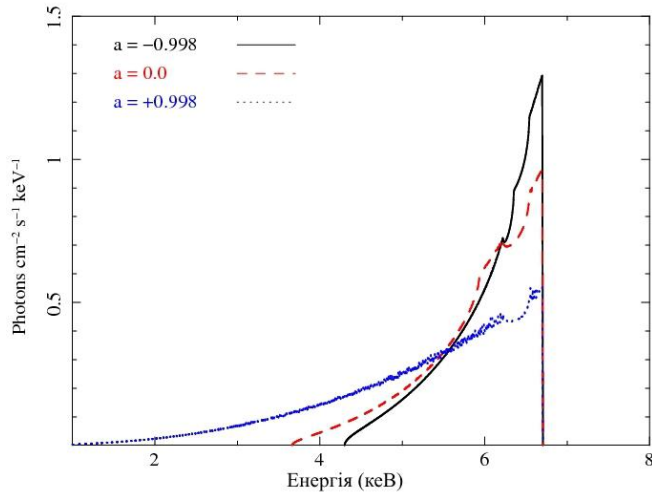


Рис. 10. Порівняння профілів релятивістської лінії заліза Fe K α від акреційного диска навколо Шварцшильдівської НМЧД (середня пунктирна лінія) та Керрівської НМЧД з максимальним спіном різного знака (найвища лінія та найнижча) [31]

Найцікавішим випадком є реєстрації широкої лінії заліза, яка, згідно з сучасними уявленнями, утворюється у внутрішніх частинах акреційного диска [35,36] і особливо, коли її форма характеризується несиметричним профілем [38]. Він виникає внаслідок сумарної дії таких чинників: доплерівське зміщення (повздовжній ефект) та гравітаційне зміщення викривлюють профіль лінії так, що вона стає схожою на два роги і її центроїд зміщується з 6.4 keV до $\sim 6.1 - 6.2$ keV, а ефект відносного підсилення випромінювання до вищих частот при помірно релятивістському русі матерії приводить до інтенсивного, порівняно з “червоним”, “синього” крила лінії (рис. 10). “Червоне” ж крило робиться широким, пологим. Форма та співвідношення між цими піками сильно залежить від спіну НМЧД — для Керрівської ЧД лінія заліза є найбільш розширеною (рис. 10). Лінії з таким профілем виникають при їх випромінюванні центральними частинами акреційних дисків, дуже близько до НМЧД (в області від радіуса останньої стабільної кругової орбіти до

$\sim 20-30$ гравітаційних радіусів), що робить їх потужним інструментом для дослідження внутрішніх частин акреційного диска та характеристик НМЧД. Для спостережень, серед іншого, важливим є те, що форма лінії сильно залежить не лише від фізичних умов у системі, але й від її геометрії, наприклад, “синій” пік є гострим при малих кутах нахилу диска до променя зору, а з наближенням до 90° стає пологішим та вигинається в бік менших енергій. При цьому “червоний” пік фактично зникає, розчиняючись у довгому “крилі” лінії [36,38]. Таким чином, ми можемо отримувати інформацію і про орієнтацію системи стосовно до спостерігача. Форма лінії також сильно залежить від значення та напрямку спіну чорної діри [20,31,38]. Зазначимо, що спостережні прояви таких релятивістських профілів є досить рідкісним явищем — на сьогодні відомо лише понад десяток галактик із чітко вираженою несиметричною емісійною лінією заліза.

Першою галактикою, де чітко виявлено широку лінію з несиметричним профілем, була MCG-6-30-15, за спостереженням супутника ASCA [107], і яка згодом була досліджена також іншими супутниками, як ВерроSAX [51], Chandra [123] та XMM-Newton [39]. Усі ці перераховані місії також показали наявність релятивістської лінії заліза, причому докладний аналіз у цих роботах дозволив відкинути будь-які інші альтернативні сценарії. У наш час результатом роботи супутників XMM-Newton, Suzaku та Chandra стало виявлення вже досить великої кількості АЯГ з ознаками релятивістських ліній, але лише, можливо, десяток з них мають інтенсивні лінії, які легко описуються [50]. Найбільш відомими галактиками при цьому є NGC 4151, 1H 0707-495, NGC 2992 та NGC 1365.

Хоча в теорії релятивістські лінії повинні показувати багато АЯГ (насамперед Сейфертівські галактики), як уже було сказано, насправді їх дуже важко детектувати та інтерпретувати. Головні причини цього такі:

- *Йонізація диска.* Дуже велике значення $\xi \geq 5000$ приводить до повної йонізації заліза, а проміжна йонізація $100 \geq \xi \geq 500$ — до резонансного поглинання фотонів лінії Fe K α [68].
- *Усічений диск.* Акреційний диск, можливо, є обмеженим із середини радіусом останньої стабільної орбіти, що для ретроградних систем та Шварцшильдівських НМЧД може призводити до слабких проявів релятивістських ефектів. Як приклад, див. роботу [69].
- *Екстремально широка лінія.* Лінія є настільки широкою, що її важко відділити від континууму, враховуючи похибки вимірювань. Це можливо для проградних систем із Керрівською НМЧД, де остання стабільна орбіта найближча до НМЧД.
- *Недостатня кількість даних, мале відношення сигнал/шум.* Потрібно щонайменше 150 тисяч фотонів лише в діапазоні 2–10 keV для точної

ідентифікації форми та параметрів релятивістської лінії [50].

- *Лінію можна сформувати різними частинами акреційного диска, який може мати складну форму. Цей випадок може бути важко відрізнити від подвійної системи чорних дір, кожної зі своїм акреційним диском (див., напр., [42, 113]). У принципі можливий додатковий внесок у лінію за рахунок відбиття від тору.*

Е. Спін-парадигма

Цікава проблема виникає у зв'язку із кореляцією між існуванням джетів — струменів газу, що витікають з центральної частини радіогучних АЯГ, та властивостями рентгенівського спектра. За сучасними уявленнями (це так звана “спін-парадигма”), енергія для формування джетів забезпечується обертанням чорної діри [18, 19, 71, 119]. Найкращі умови для цього відповідають ситуації, 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 більшою за кутову швидкість акреційного диска. Останній варіант відповідає, наприклад, субкритичному значенню питомого кутового моменту a , близькому до маси НМЧД. У цій ситуації речовина, яка мала б брати участь у генерації високоенергетичної частини (близько декількох сотень 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 перевіряється, і хоча на сьогодні можна стверджувати, що більшість об'єктів вкладаються в цю схему, існує досить значна їх кількість, що їй суперечать (напр. IC 4329A, NGC 788 [32], NGC 4388 [41], у спектрах яких зареєстровано експоненційний завал на енергіях нижче 100 кеВ). Кандидатом у такі об'єкти є також NGC 5506 [104], хоча точність визначення експоненційного завалу на високих енергіях для цього об'єкта на сьогодні не дозволяє впевнено сказати, що він не перевищує 100 кеВ. Рентгенівські спостереження з космічних обсерваторій INTEGRAL, Swift, Suzaku та MAXI дозволили виявити радіотихі Сейферти зі змінною формою спектра. Для остаточного з'ясування цього питання необхідно провести моніторинг таких об'єктів у рентгенівському, оптичному та радіодіапазонах і зіставити результати. Пошук подібних об'єктів та їх моніторинг були б дуже корисними для подальшого розвитку уявлень про будову і властивості АЯГ.

V. АЯГ ЯК ЛАБОРАТОРІЯ ДЛЯ ПЕРЕВІРКИ ТЕОРІЙ ФУНДАМЕНТАЛЬНИХ ВЗАЄМОДІЙ

А. Сильні гравітаційні поля

Чорні діри в АЯГ — гранично релятивістські об'єкти, де ефекти ЗТВ виступають у повному обсязі. Досі ЗТВ успішно проходила всі перевірки як у Сонячній системі, так і в подвійних системах з пульсарами (див., напр., огляд у [131]). Прямі перевірки в гранично-сильних релятивістських полях — поблизу чорних дір — досі недоступні, хоча можна вважати, що спостереження АЯГ, а також подвійних зоряних систем із чорними дірами підтверджують ЗТВ непрямо — у тому розумінні, що цю теорію використовують для інтерпретації спостережень і жодних суперечностей тут не виникає [127, 141, 142]. Потужним поштовхом для вивчення сильних полів є нещодавня реєстрація гравітаційних хвиль від злиття двох чорних дір [1]. Накопичення статистики таких подій та подальший розвиток гравітаційно-хвильової астрономії, безперечно, дадуть нові можливості для тестування ЗТВ. Є, однак, непрямі свідчення, що впливають із космологічних даних, які в перспективі можуть потребувати або модифікації ЗТВ, або введення додаткових фізичних полів, які, зокрема, забезпечували інфляційний період розширення Всесвіту [127, 141]. Це стимулює теоретичні розробки давніх проблем ЗТВ, пов'язаних із структурою простору-часу в астрофізичних об'єктах.

Зосередимося на можливих інструментах для тестування ЗТВ в АЯГ, хоча цей розгляд має спільні риси з розглядом чорних дір зоряної маси. Окрім рентгенівського випромінювання, яке формується на відстані декількох радіусів Шварцшильда поблизу центральних НМЧД, важливу роль відіграє також потужне радіовипромінювання, яке є ознакою джетів — струменів гарячого газу, що витікають із центральної області. Якщо в акреційному диску є певна кількість нейтрального заліза, то внаслідок опромінення високоенергетичними рентгенівськими фотонами у спектрі з'являються флуоресцентні лінії Fe K_{α} . Форми емісійних ліній Fe K_{α} дають цінну інформацію про параметри чорної діри [37, 59]. Утім, як було зазначено вище, ці лінії можуть також виникати на дальших, ніж акреційний диск, відстанях від чорної діри, крім того, лінії можуть спотворюватися через поглинання й відбиття, і це заважатиме інтерпретації випромінювання, що йде з релятивістської області.

Негативним моментом, з погляду інтерпретації спостережень, є те, що форма ліній сильно залежить від невідомого просторового розподілу речовини, що випромінює, та її температури. Як було зазначено в [80, 131], додаткові дані про ці розподіли, які допоможуть зменшити ці невизначеності, можна отримати в позагалактичних гравітаційно-лінзових системах (ГЛС), де спостерігали мікролінзування лінії заліза (див., напр., [86, 87]). У позагалактичних ГЛС, 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 близько декількох секунд дуги [99, 103, 132]. Важливою властивістю позагалактичних ГЛС є наявність сітки каустик у площині джерела, тобто ліній, де коефіцієнт підсилення точкового джерела нескінченний [99, 132, 136]. Відносний рух квазара та лінзової галактики індукуює рух сітки каустик, при перетині каустики джерелом його блиск може збільшуватися у півтора-два рази (“гравітаційне мікролінзування”). Таке явище називають подією з великим підсиленням (high amplification event). Для опису коефіцієнта підсилення в малому околі каустики необхідно лише декілька параметрів. У найпростішому наближенні лінійної каустики, яке використовують для розрахунку коефіцієнта підсилення, окрім параметрів, що визначають положення каустики, у формулі входить лише один параметр — сила каустики [99, 132, 136]. Наступне, постлінійне наближення, що містить ще три додаткові параметри, дозволяє досить точно описати хід кривої блиску протяжного джерела [3, 124, 128, 141].

Спираючись на можливість описати процес мікролінзування при перетині каустики простими формулами, у праці [49] висунуто ідею залучити відповідні криві блиску для дослідження центральної частини квазарів. Цю ідею спершу використовували із залученням оптичних кривих блиску. Рентгенівські дослідження почалися з появою космічних обсерваторій, що мають достатнє кутове розділення.

Значення подій з великим підсиленням у ГЛС, де є лінії в рентгенівському спектрі, полягає в можливості отримати дані щодо просторової структури центральної частини квазара з варіацій форми цих ліній при взаємному русі джерела та каустики. 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 спектра. Різні ділянки спектра створюються в областях з різними розмірами. Розмір протяжного джерела суттєво впливає на коефіцієнт підсилення, що менший розмір, то більше підсилення при перетині каустики. Тому відносні варіації різних ділянок спектра дають інформацію про розміри областей, які утворюють основний внесок у ці ділянки.

Наявність ліній Fe K α в позагалактичних ГЛС робить ці системи унікальними щодо майбутніх програм тестування ЗТВ. Чорні діри в Галактиці та АЯГ наразі не можуть бути джерелом прямих прецизійних тестів ЗТВ. Проте характеристики рентгенівських спектрів, інших діапазонів випромінювання дають, хоча й на якісному рівні, непрямі підтвердження ЗТВ, а в найближчій перспективі, можливо, дозволять і відсіяти принаймні екзотичні моделі.

В. Динамічна темна енергія в околі компактних астрофізичних об’єктів

Важливе й досі нез’ясоване питання стосується ролі космологічних полів в астрофізичних об’єктах. Космологічні поля або пов’язані з ними модифікації ЗТВ вводять, щоб забезпечити інфляційний період розширення Всесвіту [127, 135, 141]. Розглядають також додаткові поля як моделі темної енергії, яка забезпечує сучасний етап космологічного прискорення [95, 127, 141]. Теорій скалярного поля, що задовольняють наявні спостережувані дані і які можна застосовувати — частково або повністю — замість “космологічної сталої”, є велика кількість [127, 141]. Можна, наприклад, побудувати модель скалярного поля, що забезпечує точно таку ж діаграму Хабла, як у звичайній Λ CDM- моделі [125]. 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 [81, 118, 127]. 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 у 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 Айнштайна з безмасовим скалярним полем φ . Цей розв’язок отримав у 1948 році Фішер [139]; його було перевідкрито через 20 років у праці [58]. Розв’язок описує ізольовану сферично-симетричну систему з асимптотично-плоскою метрикою простору-часу. За $\varphi = 0$ розв’язок зводиться до відомого розв’язку Шварцшильда, але за наявності будь-якого, як завгодно малого, скалярного поля $\varphi \neq 0$ це поле та скаляр кривини мають сингулярність у деякій точці $r = r_0$, яку не можна знищити координатним перетворенням. Ця особливість є “голою”, зокрема, час поширення сигналів по радіусу від точки $r = r_0$ до віддаленого спостерігача є скінченним. Така конфігурація зі скалярним полем не є чорною дірою.

Це само собою ще не означає наявності значущих спостережуваних ефектів у русі речовини, що оточує сингулярність. Зокрема, за невеликих $\varphi \neq 0$ розподіл стійких колових орбіт для метрики Фішера подібний до аналогічного розподілу в полі чорної діри Шварцшильда. Але збільшення скалярного заряду дає якісні відмінності, такі, як наявність нових областей стійких орбіт, у тому числі таких, що є як

завгодно близькими до сингулярності [26, 131]. Слід зазначити, що хоча розв'язок Фішера може виявитися неадекватним реальності (наприклад, у зв'язку з його нестійкістю), існування подібної моделі ставить запитання, чи існують інші, більш адекватні, моделі, що дають нетривіальні розподіли колових орбіт? Зауважимо, що незв'язні області колових орбіт виникають також і при русі нейтральних частинок у полі Райсснера–Нордстрема для надкритичних значень заряду, тобто, коли центральна сингулярність є голою [44]. У цьому зв'язку можна припустити, що така ситуація є досить типовою у загальному випадку голої сингулярності. Це може мати прояви, доступні для спостережень, завдяки неоднорідному розподілу колових орбіт, де сконцентрована випромінювальна речовина, та впливу на спостережувану форму ліній випромінювання. Водночас, слід мати на увазі, що розгляд цих проявів буде ускладнений традиційними ефектами.

Окреслене коло питань тісно пов'язане з гіпотезою “космічної цензури” Пенроуза, яка наразі не є ані доведеною, ні відкинутою. За цією гіпотезою, сингулярності гравітаційного поля, в околі яких відбуваються різні негаразди (наприклад, інваріанти тензора кривини прямують до нескінченності або відбувається порушення причинності тощо), не можуть впливати на інші області простору–часу або спостерігатися з них. З цього погляду, допустиму ситуацію ілюструє чорна діра, яка має горизонт подій, з-під якого жодні сигнали не можуть потрапити 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 кажучи, збурення метрики простору–часу чи інших фізичних полів, що поширюються вздовж ізотропних та часоподібних геодезичних, які виходять з голої сингулярності, можуть досягати віддаленого спостерігача.

Здебільшого в астрофізиці розглядають чорні діри, що задовольняють гіпотезу Пенроуза. Однак із часом збільшується інтерес і до розв'язків рівнянь Айнштайна з нетривіальною топологією, у тому числі з голими сингулярностями [53, 129, 136]. Наявність голої сингулярності в сферично-симетричних розв'язках сумісної системи рівнянь гравітаційного та скалярного полів — типове явище з погляду теорем про відсутність волосся в чорних дір (“no hair theorems”), уперше розглянутих у працях [14, 15, 25], які пізніше аналізували та узагальнювали багато авторів (див., напр., огляди у працях [17, 29, 129]). У загальному ви-

падку, 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 в загальному випадку можливі нетривіальні розв'язки, що описують чорні діри з додатковими полями, зокрема для поля Янга–Міллса (див., напр., огляд в [29]), для скалярного поля з немінімальним зв'язком [129] або просто за невиконання певних обмежень на потенціал скалярного поля (наприклад, у роботі [126] потенціал не є додатно-визначеним та обмеженим низу).

Чи суперечать теореми про відсутність “волосся” взагалі співіснуванню космологічного скалярного поля та чорних дір? Очевидно, ні. По-перше, відсутність регулярного скалярного поля на горизонті може означати просто, що в процесі колапсу це поле випромінюється і спадає до нуля [27, 28, 138]. 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. Щобільше, у працях [17, 55, 57] зазначено, 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. На сьогодні немає чітких спостережних даних, що дозволили б відкинути *a posteriori*, наприклад, голі сингулярності або інші прояви скалярних полів. Автори далекі від того, щоб вважати моделі, що при цьому виникають, найбільш реалістичними. Проблема полягає в тому, щоб дати вказівки щодо пошуку ефектів, які могли б навести чіткі аргументи щодо неадекватності (а може, й справедливості) подібних моделей. Прецизійні тести ЗТВ в сильних полях АЯГ на цей момент не доступні, але можна сподіватися, що принаймні якісні ефекти, притаманні найбільш екзотичним моделям, можна буде вилучити з розгляду на основі рентгенівських спостережень. Це потребуватиме як підвищення достовірності й точності цих спостережень, так і ґрунтовного накопичення експериментального матеріалу.

Автори щиро вдячні д.ф.-м.н. Б. І. Гнатикові за корисні обговорення низки питань, пов'язаних із темою статті.

- [1] B. P. Abbott *et al.* (*LIGO Scientific Collaboration and Virgo Collaboration*), *Phys. Rev. Lett.* **116**, 061102 (2016); **116**, 241103 (2016).
 [2] M. A. Abramowicz *et al.*, *Astrophys. J.* **332**, 646 (1988).
 [3] A. N. Alexandrov, V. I. Zhdanov, *Mon. Not. R. Astron.*

Soc. **417**, 541 (2011).

- [4] A. Alonso-Herrero, A. Ramos, R. Mason *et al.*, *Astrophys. J.* **736**, 82 (2011).
 [5] R. Antonucci, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **31**, 473 (1993).

- [6] R. R. J. Antonucci, J. S. Miller, *Astrophys. J.* **297**, 621 (1985).
- [7] H. Awaki, H. Murakami, Y. Ogawa, K. M. Leighly, *Astrophys. J.* **645**, 928 (2006).
- [8] R. D. Baldi, A. Capetti, G. Giovannini, *Astron. Astrophys.* **576**, 38 (2015).
- [9] W. Bambynek *et al*, *Rev. Mod. Phys.* **44**, 716 (1972).
- [10] E. Yu. Bannikova, V. G. Vakulik, V. M. Shulga, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **411**, 557 (2011).
- [11] E. Yu. Bannikova, V. G. Vakulik, A. V. Sergeev, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **424**, 820 (2012).
- [12] M. C. Begelman, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **187**, 237 (1979).
- [13] M. C. Begelman, R. D. Blandford, M. J. Rees, *Rev. Mod. Phys.* **56**, 255 (1984).
- [14] J. D. Bekenstein, *Phys. Rev. Letters* **28**, 452 (1972).
- [15] J. D. Bekenstein, *Phys. Rev. D* **5**, 1239 (1972).
- [16] N. Bennert *et al*, *Astron. Astrophys.* **456**, 953 (2007).
- [17] E. Berti *et al*, *Phys. Rev. D* **87**, 124020 (2013).
- [18] R. D. Blandford, in *Proc. ASP Conf. Ser.*, edited by J. A. Sellwood, J. J. Goodman **160**, 265 (1999).
- [19] R. Blandford, R. Znajek, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **179**, 433 (1977).
- [20] L. W. Brenneman, C. S. Reynolds, *Astrophys. J.* **652**, 1028 (2006).
- [21] M. Brightman, K. Nandra, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **413**, 1206 (2011).
- [22] E.T. Byram, T.A. Chubb, H. Friedman, *Science* **152**, 66 (1966).
- [23] N. Cappelluti *et al*, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **427**, 651 (2012).
- [24] M. Cappi *et al*, *Astron. Astrophys.* **446**, 459 (2006).
- [25] J. E. Chase, *Comm. Math. Phys.* **19**, 276 (1970).
- [26] A. N. Chowdhury, M. Patil, D. Malafarina, P. S. Joshi, *Phys. Rev. D* **85**, 104031 (2012).
- [27] M. M. Choptuik, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 9 (1993).
- [28] D. Christodoulou, *Commun. Math. Phys.* **105**, 337 (1986).
- [29] P. T. Chruściel, J. L. Costa, M. Heusler, *Living Rev. Relativ.* **15**, 7 (2012).
- [30] M. Dadina, *Astron. Astrophys.* **485**, 417 (2008).
- [31] T. Dauser *et al*, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **4009**, 1534 (2010).
- [32] A. De Rosa *et al*, *Astron. Astrophys.* **483**, 749 (2008).
- [33] C. Done (2010), <http://arxiv.org/abs/1008.2287v1.pdf>.
- [34] A. Elyiv *et al*, *Astron. Astrophys.* **537**, A131 (2012).
- [35] A. C. Fabian, *Astron. Nachr.* **88**, 789 (2006).
- [36] A. C. Fabian *et al*, *Pub. Astron. Soc. Pac.* **112**, 1145 (2000).
- [37] A. C. Fabian, G. Miniutti, in *Kerr Spacetime: Rotating Black Holes in General Relativity*, edited by D. L. Willshire, M. Visser, S. M. Scott (Cambridge Univ. Press, 2009), p. 377.
- [38] A. C. Fabian *et al*, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **238**, 729 (1989).
- [39] A. C. Fabian *et al*, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **335**, 1 (2002).
- [40] B. L. Fanaroff, J. M. Riley, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **167**, 31 (1974).
- [41] E. Fedorova, V. Beckmann, A. Neronov, S. Soldi, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **417**, 1140 (2011).
- [42] E. Fedorova, A. Vasylenko, B. I. Hnatyk, V. I. Zhdanov, *Astron. Nachr.* **337**, 96 (2016).
- [43] D. Garofalo, D. A. Evans, R. M. Sambruna, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **406**, 975 (2010).
- [44] V. D. Gladush, D. A. Kulikov, *Odessa Astron. Publ.* **26/2**, 191 (2013).
- [45] I. S. Glass, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **350**, 1049 (2004).
- [46] R. W. Goodrich, *Astrophys. J.* **342**, 224 (1989).
- [47] R. W. Goosmann *et al*, *Astron. Astrophys.* **454**, 741 (2006).
- [48] P. Grandi, G. Malaguti, M. Flocchi, *Astrophys. J.* **642**, 113 (2006).
- [49] B. Grieger, R. Kayser, S. Refsdal, *Astron. Astrophys.* **194**, 54 (1988).
- [50] M. Guainazzi, S. Bianchi, M. Dovčiak, *Astron. Nachr.* **327**, 1032 (2006).
- [51] M. Guainazzi *et al*, *Astron. Astrophys.* **341**, 27 (1999).
- [52] P. W. Guilbert, M. J. Rees, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **233**, 475 (1988).
- [53] T. Harada, H. Iguchi, K. Nakao, *Prog. Theor. Phys.* **107**, 449 (2002).
- [54] L. Hernández-García, J. Masegosa, O. González-Martín, I. Márquez, *Astron. Astrophys.* **579**, 90 (2015).
- [55] M. W. Horbatsch, C. P. Burgess, *J. Cosmol. Astropart. Phys.* **5**, 20 (2012).
- [56] K. Iwasawa, G. Miniutti, A. C. Fabian, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **355**, 1073 (2004).
- [57] T. Jacobson, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 2699 (1999).
- [58] A. I. Janis, E. T. Newman, J. Winicour, *Phys. Rev. Lett.* **20**, 878 (1968).
- [59] P. Jovanović, *New Astron. Rev.* **56**, 37 (2012).
- [60] D. Jun-Hyunsung *et al*, *Astrophys. J. Lett.* **814**, 12 (2015).
- [61] R. P. Kerr, *Phys. Rev. Lett.* **11**, 237 (1963).
- [62] E. Koulouridis *et al*, *Astrophys. J.* **639**, 37 (2006).
- [63] J. H. Krolik, M. C. Begelman, *Astrophys. J.* **329**, 702 (1988).
- [64] A. P. Lightman, T. R. White, *Astrophys. J.* **335**, 57 (1988).
- [65] M. S. Longair *High Energy Astrophysics* (Cambridge University Press, 2011).
- [66] D. Lynden-Bell, *Nature* **223**, 690 (1969).
- [67] P. Magdziarz, A. Zdziarski, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **273**, 837 (1995).
- [68] G. Matt, A. C. Fabian, R. R. Ross, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **278**, 1111 (1996).
- [69] G. Matt *et al*, *Astron. Astrophys.* **435**, 857 (2005).
- [70] X. Mazzalay, A. Rodríguez-Ardila, *Astron. Astrophys.* **463**, 445 (2007).
- [71] D. L. Meier, *New Astron. Rev.* **46**, 247 (1999).
- [72] O. Melnyk *et al.*, *Astron. Astrophys.* **557**, A81 (2013).
- [73] J. S. Miller, R. R. J. Antonucci, *Astrophys. J.* **271**, 7 (1983).
- [74] M. Molina *et al.*, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **433**, 1687 (2013).
- [75] K. D. Murphy, T. Yaqoob, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **397**, 1549 (2009).
- [76] R. Mushotzky *et al.*, *Astrophys. J.* **235**, 377 (1980).
- [77] K. Nandra, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **368**, 62 (2006).
- [78] K. Nandra *et al.*, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **236**, 39 (1989).
- [79] R. I. Narayan, I. Yi, *Astrophys. J.* **428**, 13 (1994).
- [80] A. Neronov, Ie. Vovk, *Physical Review D* **93**, 023006 (2015).

- [81] B. Novosyadlyi, V. Pelykh, Yu. Shtanov, A. Zhuk, *Dark Energy and Dark Matter of the Universe. Vol. 1: Dark Matter: Observational Evidence and Theoretical Models* (Akademperiodyka, Kyiv, 2013).
- [82] D. E. Osterbrock, R. W. Pogge, *Astrophys. J.* **297**, 166 (1985).
- [83] B. M. Peterson *An Introduction to Active Galactic Nuclei* (Cambridge University Press, 1997).
- [84] P. O. Petrucci, F. Haardt, L. Maraschi, *Astrophys. J.* **556**, 716 (2001).
- [85] T. Piran, *Astrophys. J.* **221**, 652 (1978).
- [86] L. C. Popovic *et al.*, *Astrophys. J.* **637**, 620 (2006).
- [87] L. C. Popovic, E. G. Mediavilla, P. Jovanović, J. A. Munoz, *Astron. Astrophys.* **398**, 975 (2003).
- [88] K. A. Pounds *et al.*, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **240**, 769 (1989).
- [89] M. J. Rees *et al.*, *Nature* **295**, 17 (1982).
- [90] C. Ricci, PhD thesis (Geneve, 2011).
- [91] C. Ricci *et al.*, *Astron. Astrophys.* **532**, 102 (2011).
- [92] C. T. Richardson *et al.*, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **437**, 2376 (2014).
- [93] G. Risaliti, M. Elvis, preprint astro-ph/0403618 (2004).
- [94] R. R. Ross, A. C. Fabian, A. J. Young, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **306**, 466 (1999).
- [95] V. Sahni, L. Wang, *Phys. Rev. D* **62**, 103517 (2000).
- [96] D. A. Sales *et al.*, *Astrophys. J.* **738**, 109 (2011).
- [97] D. B. Sanders *et al.*, *Astrophys. J.* **347**, 29 (1989).
- [98] K. Schwarzschild, *Teubner. Deutsch. Akad. Wiss. Berlin, Kl. Math. Phys. Tech.*, 189 (1916).
- [99] P. Schneider, J. Ehlers, E. E. Falco, *Gravitational Lenses* (Springer, Berlin, 1992).
- [100] N. I. Shakura, R. A. Sunyaev, *Astron. Astrophys.* **24**, 337 (1973).
- [101] S. L. Shapiro, A. P. Lightman, D. M. Eardley, *Astrophys. J.* **204**, 187 (1976).
- [102] S. L. Shapiro, S. A. Teukolsky, *Black Holes, White Dwarfs and Neutron Stars: the Physics of Compact Objects* (Wiley-Interscience, New York, 1983).
- [103] V. M. Shulga *et al.*, *Dark Energy and Dark Matter of the Universe. Vol. 2: Dark Matter: Astrophysical Aspects of the Problem* (Akademperiodyka, Kyiv, 2014).
- [104] S. Soldi *et al.*, *Proc. of Science. NLS1*, 063 (2011).
- [105] B. E. Stern *et al.*, *Astrophys. J. Lett.* **449**, 13 (1995).
- [106] R. A. Sunyaev, L. Titarchuk, *Astron. Astrophys.* **86**, 121 (1980).
- [107] Y. Tanaka *et al.*, *Nature* **375**, 659 (1995).
- [108] H. Tananbaum *et al.*, *Astrophys. J.* **223**, 74 (1978).
- [109] K. S. Thorne, *Asrtophys. J.* **191**, 507 (1974).
- [110] T. J. Turner *et al.*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **113**, 23 (1998).
- [111] C. Urry, P. Padovani, *Publ. Astron. Soc. Pac.* **107**, 803 (1995).
- [112] A. A. Vasylenko, E. Fedorova, V. I. Zhdanov, *Adv. Astron. Space Phys.* **3**, 120 (2013).
- [113] A. A. Vasylenko, E. V. Fedorova, B. I. Hnatyk, V. I. Zhdanov, *Kinemat. Phys. Celest. Bodies.* **31**, 13 (2015).
- [114] A. A. Vasylenko, V. I. Zhdanov, E. V. Fedorova, *Astrophys. Space Sci.* **360**, 71 (2015).
- [115] M.-P. Veron-Cetty, P. A. Veron, *Astron. Astrophys.* **455**, 773 (2006).
- [116] P. Vignati *et al.*, *Astron. Astrophys.* **349**, 57 (1999).
- [117] J.-M. Wang, C. Cheng, Y.-R. Li, *Astrophys. J.* **748**, 147 (2012).
- [118] C. M. Will, *The Confrontation Between General Relativity and Experiment*, edited by I. Ciufolini, R. Matzner (General Relativity and John Archibald Wheeler, Springer, 2010).
- [119] A. S. Wilson, E. J. M. Colbert, *Astrophys. J.* **438**, 62 (1995).
- [120] H. Winkler, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **257**, 677 (1992).
- [121] P. R. Woznia *et al.*, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **299**, 449 (1999).
- [122] N. Yaqoob, K. Murphy <http://mytorus.com/mytorus-manual-v0p0.pdf> (2010).
- [123] A. J. Young *et al.*, *Astrophys. J.* **631**, 733 (2005).
- [124] V. I. Zhdanov, A. N. Alexandrov, E. V. Fedorova, V. M. Sliusar, *ISRN Astron. Astrophys.* **2012**, 906951 (2012).
- [125] V. I. Zhdanov, G. Ivashchenko, *Kinemat. Phys. Celest. Bodies* **25**, 73 (2009).
- [126] K. G. Zloshchastiev, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 121101 (2005).
- [127] О. М. Александров *и др.*, *Общая теория относительности: признание временем* (Наукова Думка, Киев, 2015).
- [128] О. М. Александров *та ін.*, *Письма Астрон. журн.* **36**, 344 (2010).
- [129] К. А. Бронников, С. Г. Рубин *Лекции по гравитации и космологии* (МИФИ, Москва, 2008).
- [130] В. І. Жданов, *Вступ до теорії відносності* (ВПЦ "Київський університет", Київ, 2008).
- [131] В. І. Жданов, О. В. Федорова, О. М. Александров, В. М. Слюсар, *Вісн. Астрон. школи* **9**, № 1, 20 (2009).
- [132] А. Ф. Захаров, *Гравитационные линзы и микролинзы* (Янус-К, Москва, 1997).
- [133] С. А. Каплан, *Журн. эксп. теор. физ.* №9, 951 (1949).
- [134] Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Теория поля* (Наука, Москва, 1988).
- [135] А. Д. Линде, *Физика элементарных частиц и инфляционная космология* (Наука, Москва, 1990).
- [136] А. А. Минаков, В. Г. Вакулик, *Статистический анализ гравитационного микролинзирования* (Наукова Думка, Киев, 2010).
- [137] И. Д. Новиков, Н. С. Кардашов, А. А. Шацкий, *Усп. физ. наук.* **177**, 1017 (2007).
- [138] И. Д. Новиков, В. П. Фролов, *Усп. физ. наук.* **171**, 307 (2001).
- [139] И. З. Фишер, *Журн. эксп. теор. физ.* №18, 636 (1948).
- [140] С. Чандрасекар, *Математическая теория черных дыр, Ч.2* (Мир, Москва, 1986).
- [141] Я. С. Яцків *та ін.*, *Загальна теорія відносності: випробування часом* (ГАО НАН України, Київ, 2005).
- [142] Я. С. Яцків *та ін.*, *Загальна теорія відносності: горизонти випробувань* (ВАІТЕ, Київ, 2013).

ACTIVE GALACTIC NUCLEI AND X-RAY OBSERVATIONS

A. A. Vasylenko¹, V. I. Zhdanov², E. V. Fedorova²

¹*Main Astronomical Observatory of NAS of Ukraine,
27, Akad. Zabolotnoho St., UA-03680, Kyiv*

²*Astronomical Observatory, Taras Shevchenko National University of Kyiv,
3, Observatorna St., UA-04053, Kyiv, Ukraine*

e-mails: merak@ukr.net, valeryzhdanov@gmail.com, efedorova@ukr.net

Active galactic nuclei (AGN) are the brightest objects in the Universe and their brightness is mainly caused by accretion of matter onto supermassive black holes (SMBH). This is the common reason of the AGN activity. However, every AGN has differences and fine features, which are the subject of an intensive investigation. The occurrence of such highly-relativistic objects as SMBH residing at the AGN core makes them an excellent laboratory for testing the fundamental physical theories. The X-rays and gamma-rays generated in a corona of an accretion disc around SMBH yield valuable information for these tests, the radiation in the range of 1-100 keV being at present the most informative source. However, there are a number of obstacles for such a study due to different physical processes that complicate the interpretation of observations in different bands of the electromagnetic radiation. In this paper, we review the current concepts concerning the structure of AGNs with a focus on the central part of these objects that require relativistic theories for their understanding. The basic notions of the unified AGN schemes are considered; some modifications are reviewed. The paper contains the following sections. I. Introduction; II. Observational manifestations and classification of galaxies with active nuclei (II.A. Optical observations; II.B. Radio observations; II.C. X-ray data; II.D. Infrared data; II.E. AGN anatomy with multywave data); III. AGN “central machine”; III.A. Black holes; III.B. Accretion disc types; III.C. Corona; III.D. AGN unified scheme); IV. Simulation X-ray AGN spectra (IV.A. The power-law continuum and the exponential cut-off; IV.B. The absorption of X-rays; IV.C. Reflection; IV.D. Fe K α line; IV.E. Spin paradigm); V. AGN as a laboratory to test the fundamental interactions (V.A. Strong gravitational fields; V.B. Dynamic dark energy near compact astrophysical objects).