

ІРИНА ВАВИЛОВА
ЮРІЙ КУДРЯ
АНАТОЛІЙ ВАСИЛЕНКО
ЮРІЙ БАБИК

ПОЗАГАЛАКТИЧНА АСТРОНОМІЯ

КНИГА 2

НАВЧАЛЬНИЙ ПОСІБНИК



НАЦІОНАЛЬНА
АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ

•

ГОЛОВНА АСТРОНОМІЧНА
ОБСЕРВАТОРІЯ

•

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ
І НАУКИ УКРАЇНИ

•

АСТРОНОМІЧНА
ОБСЕРВАТОРІЯ КИЇВСЬКОГО
НАЦІОНАЛЬНОГО УНІВЕРСИТЕТУ
імені ТАРАСА ШЕВЧЕНКА

•

АСТРОНОМІЧНА
ОБСЕРВАТОРІЯ ОДЕСЬКОГО
НАЦІОНАЛЬНОГО УНІВЕРСИТЕТУ
імені І.І. МЕЧНИКОВА

ІРИНА ВАВИЛОВА, ЮРІЙ КУДРЯ,
АНАТОЛІЙ ВАСИЛЕНКО, ЮРІЙ БАБИК

ПОЗАГАЛАКТИЧНА АСТРОНОМІЯ

Навчальний посібник

КИЇВ • НАУКОВА ДУМКА • 2023

Книга 2

ГАЛАКТИКИ:

БАГАТОХВИЛЬОВІ

ВЛАСТИВОСТІ

КИЇВ • НАУКОВА ДУМКА • 2023

Книга 2 є продовженням навчального посібника «Позагалактична астрономія. Книга 1. Галактики: основні фізичні властивості». Вона містить основні відомості про методи та інструментальні засоби отримання фізичних властивостей галактик у різних діапазонах електромагнітного спектра. Увага приділяється галактикам із надлишками випромінювання в ІЧ-, радіо-, УФ- і Х-діапазонах, карликовим галактикам, пекулярним і взаємодійним галактикам та галактикам із активними ядрами. Для розуміння фізичних процесів, які відбуваються у цих великомасштабних структурах Всесвіту, розглянуто розподіли енергії та густини матерії в галактиках, зокрема профілі густини темної матерії, динаміку та кінематику зорь, основні положення теорії хвиль густини в спіральних галактиках, гравітаційне лінзування і вплив ефектів загальної теорії відносності, моделі акреції на надмасивні чорні діри, міжзоряне середовище в галактиках.

Для студентів, аспірантів і викладачів зі спеціальності «Фізика та астрономія».

This textbook follows the «Extragalactic Astronomy. Book 1. Galaxies: basic physical properties». Book 2 describes methods and instrumental means for obtaining and processing data on physical properties of galaxies in various spectral ranges. Attention is paid to galaxies with excess radiation in the IR, radio, UV, and X- bands, to the dwarf galaxies, peculiar and interacting galaxies, and galaxies with active nuclei. To understand the physical processes that take place in these large-scale structures of the Universe, the distributions of energy and density of matter in galaxies are considered, including the dark matter density profiles, the dynamics and kinematics of stars, the main statements of density wavetheory, gravitational lensing, the effects of the general theory of relativity, models of accretion into supermassive black holes, interstellar medium in galaxies.

For students, postgraduates, and lecturers in the specialty «Physics and Astronomy».

Р е ц е н з е н т и:

член-кореспондент НАН України, доктор фізико-математичних наук, професор, завідувач лабораторії ГАО НАН України *Л.С. Пілюгін*,
доктор фізико-математичних наук *Т.В. Мішеніна*,
академік НАН України, доктор фізико-математичних наук *Я.С. Яцків*

Рекомендовано до друку вченою радою Головної астрономічної обсерваторії НАН України (протокол № 8 від 2020 року)

Видання здійснено за кошти Цільової комплексної програми НАН України «Наукові основи функціонування та забезпечення умов розвитку науково-видавничого комплексу НАН України»

Науково-видавничий відділ фізико-математичної та технічної літератури

Редактор *О.А. Микитенко*

© І.Б. Вавилова, Ю.М. Кудря,
А.А. Василенко, Ю.В. Бабик, 2023

© НВП «Видавництво “Наукова думка”
НАН України», дизайн, 2023

ISBN 978-966-00-1842-6



ПЕРЕДМОВА

Навчальний посібник «Позагалактична астрономія. Книга 2. Галактики: багатохвильові властивості» є продовженням навчального посібника «Позагалактична астрономія. Книга 1. Галактики: основні фізичні властивості».

У книзі 1 йшлося про засоби обробки спостережень галактик, їхню морфологічну класифікацію та каталогізацію, про методи отримання найважливіших кінематичних, фотометричних і динамічних параметрів, зокрема, таких як маса, світність, показники кольору, швидкості руху і обертання, лінійні й кутові розміри, розподіл баріонної та темної матерії. Основна увага приділялася нормальним галактикам, які вписуються в класифікації Габбла або де Вокулера, а методи отримання параметрів ґрунтуються на спостережуваних властивостях галактик у оптичному та ближньому інфрачервоному діапазонах.

Наприкінці XX ст. позагалактична астрономія набула величного значення завдяки спостереженням об'єктів Всесвіту в усьому електромагнітному діапазоні внаслідок розбудови потужних наземних і космічних телескопів. Цей поступ триває й сьогодні, а новітнім доповненням стали досягнення нейтринної астрономії та гравітаційно-хвильової астрофізики.

До книги 2 увійшли розділи, що містять узагальнену інформацію про галактики, які не вписуються у прийняту морфологічну класифікацію (інфрачервоні, радіо- і X-галактики, галактики з УФ-надлишком, карликові галактики низької поверхневої яскравості, галактики з активними ядрами, пекулярні та взаємодійні галактики, квазари тощо) і проявляють унікальні властивості в різних спектральних діапазонах. Це дає змогу отримувати дані й аналізувати фізичні процеси, що відбуваються в різних структурах галактик (центральні області з надмасивними чорними дірами, акреційні диски і джети, спіральні рукава, гало). Окрім того, розглядається міжзоряне середовище (власти-

вості газової та пилової компонент, магнітне поле, космічні промені, методи отримання характеристик розподілу галактик), а також наводяться основні уявлення про великомасштабну структуру Всесвіту. Подано короткий огляд інформації про сучасні телескопи та про програмні пакети віртуальних обсерваторій, які дають змогу в онлайн-режимі обробляти спостережуваний матеріал та отримувати основні параметри галактик за фотометричними і спектральними даними.

Матеріал, поданий в посібнику, особливо у тих підрозділах, де подано приклади результатів недавніх досліджень, постійно змінюється та набуває нових подробиць, уточнень або й значних змін. Тому закликаємо зацікавлених студентів і аспірантів завжди перевіряти нові результати на наявність змін та перевірок.

Матеріал пройшов апробацію під час лекцій і семінарських занять із курсів «Галактики» і «Позагалактична астрономія», які проводили автори для бакалаврів і магістрів фізичного факультету Київського національного університету імені Тараса Шевченка.

Автори висловлюють подяку Дар'ї Добричевій, Ігорю Зінченку, Надії Пулатовій, Маргариті Соболенко і Олені Торбанюк за обговорення та корисні поради, які змістовно поліпшили викладення матеріалу. Окрема вдячність професору, члену-кореспонденту НАН України Леоніду Пілюгіну за вичитку розділів та зауваження. Ірина Вавилова висловлює подяку Тамарі Бульбі та Ларисі Гладкохатій за технічну допомогу, а також харківським колегам доценту Альберту Котвицькому і професору Семену Бронзі за надання цікавих прикладів обрахунку гравітаційних лінз.

У навчальному посібнику «Позагалактична астрономія. Книга 2. Галактики: багатохвильові властивості» систематизуються охоплені в ньому теми, у висвітленні яких автори спробували знайти баланс між викладенням фізичного та математичного матеріалу, між усталеними й новими методами досліджень, між історичним екскурсом і найновітнішими даними. Автори будуть вдячні за конструктивну критику, зауваження, знайдені неточності або описки, що дадуть змогу вдосконалити і зробити якіснішим цей посібник у наступному виданні.

Автори. Київ, 24 вересня 2022 р.

БАГАТОХВИЛЬОВІ ПОЗАГАЛАКТИЧНІ ОГЛЯДИ НЕБА

Сучасна позагалактична астрономія — наука, орієнтована на оброблення великих масивів даних спостережень (*data-oriented astronomy*, *big-data astronomy*). Найінформативнішими є віртуальні обсерваторії з їхніми архівами спостережень, отриманими наземними та космічними обсерваторіями в усьому діапазоні електромагнітних хвиль, які містять у відкритому доступі програмне забезпечення й спеціалізовані пакети прикладних програм від первинної обробки спостережуваних даних до отримання фізичних параметрів обраних небесних об'єктів (*e-astronomy*). Це пов'язано з тим, що в сучасну епоху традиційний дослідницький підхід до вивчення небесного об'єкта в одному зі спектральних діапазонів, найчастіше в оптичному, радіо- та інфрачервоному, революційно змінився, даючи змогу вивчати різноманіття фізичних процесів, що відбуваються в об'єктах Всесвіту, з використанням онлайн-баз даних у багатохвильовому діапазоні, оскільки різні підструктури небесного тіла випромінюють на різній довжині хвилі (*object-oriented astronomy*, *multiwavelength astronomy*) (Borne et al., 2009; Cavuoti et al., 2012; Goodman, 2012; Borne, 2013; Vavilova, 2016). Насамперед це стосується високоенергетичних астрофізичних об'єктів (джерела потужного γ -, X-, радіовипромінювання), які потребують ототожнення з їхніми оптичними аналогами та комплексного вивчення певного класу небесних об'єктів у цілому.

1.1. Спектральні діапазони

За допомогою наземних і космічних телескопів отримують інформацію про небесні тіла у широкому діапазоні електромагнітного спектра від радіохвиль до жорсткого гамма випромінювання. В табл. 1.1 подано умовні межі спектральних діапазонів у одиницях SI (частота ν у герцах і довжинах хвиль λ у метрах) та в позасистемних одиницях енергії (eV, у електрон-вольт), а на рис. 1.1 — вікна прозорості земної атмосфери (у одиницях $\log(\nu/\text{Гц})$ залежно від частоти електромагнітного випромінювання. Частоту фотона пов'язано з енергією як $h_p \nu = E$ (h_p — стала Планка), тому для фотона 1 eV $h_p^{-1} = 2,418 \cdot 10^{14} \text{ Гц}$. З метою перерахунку між одиницями вимірювання зручно скористатися такими формулами:

$$(h_p \nu \text{ eV}) = 4,136 \cdot 10^{-15} (\nu \text{ Гц}) \text{ або } (\lambda \text{ м}) = \frac{2,998 \cdot 10^8}{(\nu \text{ Гц})}, \quad (1.1)$$

тоді $1 \text{ eV} = 1,602 \cdot 10^{12} \text{ ерг}$.

Для вимірювань енергії в діапазоні високих енергій користуються електрон-вольтами, відповідно температури T також можна вимірювати в одиницях енергії, оскільки величина $k_B T$ (k_B — стала Больцмана, T вимірюють у кельвінах, K) має розмірність енергії. Для перерахунку можна застосовувати формулу $1 \text{ eV} =$

Т а б л и ц я 1.1. Умовні межі спектральних діапазонів

Діапазон	ν , Гц	λ , м	E , eV*
Гамма (γ)	$10^{23} - 3 \cdot 10^{20}$	$3 \cdot 10^{-15} - 10^{-12}$	$>300 \text{ KeV}$
Їкс (X)	$3 \cdot 10^{20} - 3 \cdot 10^{17}$	$10^{-12} - 10^{-9}$	$0,1 - 300 \text{ KeV}$
Ультрафіолетовий, УФ (UV)	$3 \cdot 10^{17} - 7,5 \cdot 10^{14}$	$10^{-9} - 4 \cdot 10^{-7}$	$3,1 - 124 \text{ eV}$
Оптичний (optical)	$7,5 \cdot 10^{14} - 3,75 \cdot 10^{14}$	$4 \cdot 10^{-7} - 8 \cdot 10^{-7}$	$1,55 - 3,1 \text{ eV}$
Інфрачервоний, ІЧ (IR)	$3,75 \cdot 10^{14} - 10^{12}$	$8 \cdot 10^{-7} - 3 \cdot 10^{-4}$	$4 \cdot 10^{-3} - 1,55 \text{ eV}$
Радіо (radio)	$10^{12} - 10^3$	$3 \cdot 10^{-4} - 3 \cdot 10^5$	$<4 \cdot 10^{-3} \text{ eV}$

* Використовуються для високоенергетичних діапазонів. Деякі значення енергій подано в електрон-вольтах: енергія кванта оптичного випромінювання з довжиною хвилі 1240 нм — 1,0 eV; енергія іонізації атома водню — 13,6 eV; енергія кванта електромагнітного випромінювання з частотою 1 ТГц — 4,13 MeV; енергії космічних променів — 1 MeV—1 ZeV; типова енергія ядерного розпаду α -частинки — 2—10 MeV; $1 \text{ eV} = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$.

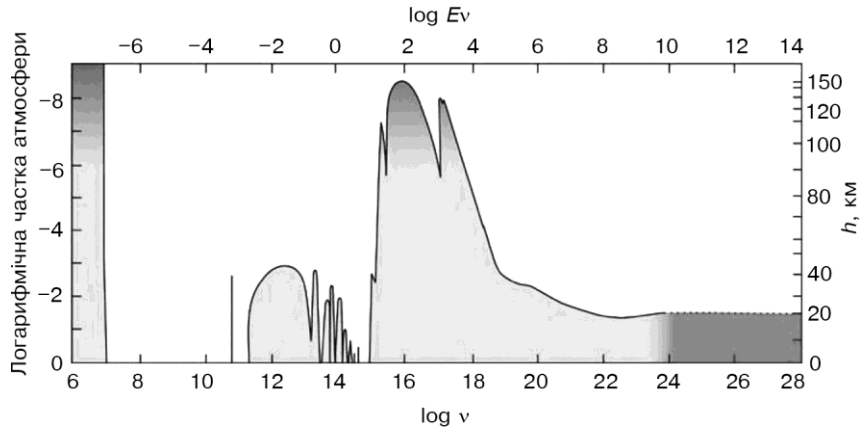


Рис. 1.1. Вікна прозорості атмосфери (логарифм частини випромінювання на даній частоті ν , Гц, що пропускається атмосферою)

$= 1,161 \cdot 10^4 k_B$ К. Ураховуючи, що для фотона $\lambda = c/\nu = h_p c/E$, отримуємо інший зв'язок несистемних одиниць $\frac{h_p c}{1 \text{ eV}} = 1,2400 \times 10^{-4} \text{ см} = 12\,400 \text{ \AA}$, які характеризують спектральні діапазони.

Електромагнітне випромінювання описується *питомою інтенсивністю* I_ν , яку визначають так. Виокремимо елемент поверхні площею dA . Енергія випромінювання, що проходить через відповідний елемент поверхні за інтервал часу dt у межах певного кутового елемента $d\omega$, який задається одиничним вектором n , з частотою в діапазоні $\omega + d\omega$, становить

$$dE = I_\nu dA \cos \theta dt d\omega d\nu, \quad (1.2)$$

де θ описує кут між напрямком вектора n і вектором елемента поверхні. Тоді $dA \cos \theta$ — це площа, що проєктується в напрямку світла, що падає. Питома інтенсивність залежить від розглянутого положення, напрямку вектора n і частоти ν , тобто описує *поверхневу яскравість* джерела випромінювання і не залежить від відстані до джерела випромінювання (див. книга 1, розд. 3). *Питомий повний потік* F_ν , що проходить через певний елемент площі, отримується інтегруванням питомої інтенсивності за усіма кутами:

$$F_\nu = \int I_\nu \cos \theta d\omega. \quad (1.3)$$

Розглядаючи позагалактичні точкові джерела, треба пам'ятати, що їх спостерігають під надзвичайно малим кутом на небесній сфері, тобто в цьому випадку у формулі (1.3) можна знехтувати параметром $\cos\theta$. Якщо поле випромінювання є ізотропним, то через елемент поверхні в обох напрямках проходить однакова кількість випромінювання, тобто питомий потік F_ν відсутній. *Середню питому інтенсивність випромінювання I_ν на частоті ν ви- значають як середнє значення I_ν за всіма кутами:*

$$J_\nu = \frac{1}{4\pi} \int I_\nu d\omega, \quad (1.4)$$

а для ізотропного поля випромінювання $I_\nu = J_\nu$. Питома густина енергії u_ν (в одиниці об'єму й інтервалі частот) пов'язана з J_ν рівнянням

$$u_\nu = \frac{4\pi}{c} J_\nu, \quad (1.5)$$

а загальну густину енергії випромінювання знаходять інтегруванням u_ν за частотою.

На відміну від поверхневої яскравості, спостережуваний потік випромінювання на певній частоті ν залежить від відстані D , оскільки кут θ (формула (1.3)), під яким спостерігається джерело, зменшується як $F_\nu \propto D^{-2}$. Окрім того, процеси випромінювання, поглинання і розсіювання, що відбуваються під час поширення випромінювання через різні середовища на шляху до спостерігача, змінюють питому інтенсивність джерела випромінювання. Такі процеси враховуються в рівнянні перенесення енергії:

$$\frac{dI_\nu}{ds} = -k_\nu I_\nu + j_\nu, \quad (1.6)$$

де перший член описує поглинання випромінювання і свідчить про те, що поглинене випромінювання в інтервалі довжини ds шляху пропорційне до випромінювання, що падає, з коефіцієнтом поглинання k_ν . Коефіцієнт випромінювання j_ν характеризує додаткову енергію за рахунок процесів випромінювання в певному об'ємі, інтервалах часу, частот і кута. Обидва коефіцієнти залежать від природи та стану (температура, хімічний склад тощо) середовища, через яке проходить світло, а розсіювання світла (фотона) можна розглядати як поглинання, що негайно відбувається після перевипромінювання світла.



Ще одним важливим параметром, який описує процеси перенесення випромінювання на певній частоті спектрального діапазону, є *оптична товщина* τ_v середовища в інтервалі довжини $ds [s_0, s]$ шляху від джерела до спостерігача або від іншої початкової точки вимірювання до спостерігача, яка пов'язана з коефіцієнтом поглинання рівнянням

$$\tau_v(s) = \int_{s_0}^s k_v(s') ds'. \quad (1.7)$$

Поділимо (1.6) на k_v і використаємо рівняння $\tau_v = k_v ds$ для опису оптичної товщини. Тоді вводячи параметр *функції джерела* $S_v = \frac{j_v}{k_v}$, рівняння радіаційного перенесення можна подати так:

$$\frac{dI_v}{d\tau_v} = -I_v + S_v. \quad (1.8)$$

Розв'язок рівняння має вигляд

$$I_v(\tau_v) = I_v(0) \exp(-\tau_v) + \int_0^{\tau_v} S_v(\tau'_v) \exp(\tau'_v - \tau_v) d\tau'_v, \quad (1.9)$$

де $I_v(0)$ — певна інтенсивність, значення якої буде зменшуватися внаслідок поглинання до значення $I_v(0) \exp(-\tau_v)$, коли оптична товщина становитиме τ_v . Набута за рахунок випромінювання енергія вимірюється інтегралом: лише частина цієї додаткової енергії $\exp(\tau'_v - \tau_v)$ випромінювання при τ'_v досягає оптичної товщини τ_v , а вся інша енергія поглинається.

Спектр галактики складається з випромінювання всіх компонентів її структури (ядро, балдж, перемичка (бар), зорі різних класів, дифузна матерія міжзоряного середовища, структурні особливості типу кілець, джетів тощо). Спектр нормальної галактики (без надлишків випромінювання в певному електромагнітному діапазоні) середньостатистично має два локальних максимуми. Оскільки основним джерелом випромінювання нормальних галактик є зоряне населення, то перший максимум знаходиться в оптичному діапазоні; пилове середовище поглинає випромінювання в оптичному діапазоні й перевипромінює його в інфрачервоному діапазоні, утворюючи другий максимум.

Т а б л и ц я 1.2. **Об'єкти, внесок яких у випромінювання галактики є основним**

Спектральний діапазон	Об'єкти	Примітка
Гамма (γ)	Активні ядра окремих галактик. Джерела, одиночні короткі сплески випромінювання яких пов'язані з компактними зорями типу нейтронних зорь і чорних дір (гамма-сплески)	Випромінювання галактик реєструється тільки за межею атмосфери (рис. 1.1)
Їкс (X)	Гарячий газ галактик та скупчень. Активні ядра окремих галактик. Окремі джерела, пов'язані з тісними подвійними зоряними системами (перетікання речовини на компактний об'єкт в акреційних дисках)	Випромінювання приймається тільки за межею атмосфери (рис. 1.1)
Ультрафіолетовий, УФ (UV)	Найгарячіші зорі (у галактиках, де відбувається зореутворення, — блакитні надгіганти). Активні ядра окремих галактик	Випромінювання є особливо сильним у галактиках із інтенсивним зореутворенням
Оптичний, область видимого світла (V)	Зорі з різною температурою. Світлі газові туманності	Більшість галактик випромінюють основну енергію
Ближній інфрачервоний, ІЧ (NIR)	Найхолодніші зорі (червоні надгіганти, червоні гіганти, червоні карлики). Навколосоряні пилові диски. Пилові туманності. Дискові складові спіральних галактик. Газопилові структури навколо центру	Світність галактики найточніше характеризує повну масу зорь, що містяться в ній
Далекий інфрачервоний, ІЧ (FIR)	Міжзоряний пил, нагрітий випромінюванням зорь. Активні ядра та навіколоядерні області окремих галактик	Випромінювання є особливо сильним у галактиках з інтенсивним зореутворенням. Реєструється тільки за межею атмосфери (рис. 1.1)
Радіо (Radio)	Високоенергетичні електрони в міжзоряному магнітному полі. Холодний (атомарний, молекулярний) міжзоряний газ, що випромінюється на певних частотах. Активні ядра окремих галактик, джети	Випромінювання надає основну інформацію про холодний міжзоряний газ галактики і про магнітні поля в міжзоряному просторі



У табл. 1.2 охарактеризовано об'єкти, основний внесок яких у випромінювання галактики у відповідному спектральному діапазоні довжин хвиль (частот) переважає (формула (1.1)).

1.2. Основні типи випромінювання енергії

Випромінювання світла класифікується як теплове і нетеплове.

Теплове випромінювання відбувається, коли атоми певного тіла нагріваються з виділенням кінетичної енергії. Енергія, накопичена в процесі руху електронів з однієї орбіти на іншу в атомах, вивільняється як електромагнітне випромінювання. Іншими словами, під час випромінювання теплової енергії перетворюється через кінетичну енергію (вібрація) на електромагнітну. У такому випадку енергія виділених фотонів і, отже, колір випромінюваного світла залежать не тільки від температури нагрітого джерела світла, а й від інших характеристик, зокрема спектральної потужності випромінювання та поглинання. В процесі теплового випромінювання ніколи не виробляється монохроматичне світло.

Теоретичні засади та експериментальні методи отримання даних про теплове випромінювання небесних тіл добре обґрунтовані, особливо завдяки розвитку в XX ст. квантової фізики та спектроскопії. Окреслимо коротко головні відомості про найпоширеніші механізми випромінювання.

1.2.1. Теплове випромінювання

Для середовища в тепловій рівновазі функція джерела S_ν у формулі (1.8) залежить лише від його температури, а не від складу середовища. Тоді для *теплового випромінювання* можна записати $S_\nu = B_\nu(T)$, а для коефіцієнтів поглинання і випромінювання — закон Кірхгофа:

$$j_\nu = k_\nu B_\nu(T). \quad (1.10)$$

У випадку випромінювання, що перебуває в середовищі в тепловій рівновазі за сталої температури T , функція джерела є сталою величиною, тоді рівняння (1.9) можна записати у вигляді

$$I_v(\tau_v) = I_v(0) \exp(-\tau_v) + B_v(T) \int_0^{\tau_v} (\tau'_v - \tau_v) d\tau'_v = \\ = I_v(0) \exp(-\tau_v) + B_v(T) [1 - \exp(-\tau_v)] . \quad (1.11)$$

Із цієї формули випливає, що для достатньо великої оптичної товщини середовища, незалежно від його складу, виконується рівність $I_v = B_v(T)$. Такий тип поля випромінювання називають *чорнотільним*. Функцію $B_v(T)$, вперше отриману в 1900 р. М. Планком, названо на його честь. Нижче подано вирази функції Планка, сформульовані для частот і довжин хвиль ($\lambda = c/v$, $B_\lambda(T) d\lambda = B_v(T) dv$):

$$B_v(T) = \frac{2h_p v^2}{c^2} \frac{1}{\exp\left(\frac{h_p v}{k_B T}\right) - 1}, \quad B_\lambda(T) = \frac{2h_p c^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{h_p c}{\lambda k_B T}\right) - 1}, \quad (1.12)$$

де $h_p = 6,626 \cdot 10^{-34}$ Дж · с — стала Планка, $k_B = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К — стала Больцмана. Для великих значень оптичної товщини середовища теплове випромінювання зводиться до випромінювання чорного тіла. Теплове випромінювання також називають *випромінюванням у спектральних лініях*, коли у зв'язаних квантово-механічних системах генеруються кванти лише заданих енергій.

Нагадаємо важливі апроксимації функції Планка, відомі з курсів термодинаміки і статистичної фізики. Функція Планка має максимум (закон Віна):

$$\frac{h_p v_{\max}}{k_B T} \approx 2,82, \quad v_{\max} = 5,88 \cdot 10^{10} \text{ Гц} \frac{T}{1 \text{ К}}. \quad (1.13)$$

Для дуже низьких частот, коли $h_p v \ll k_B T$, отримуємо наближення Релея—Джинса (ця формула відома відтоді, як Планк вивів точне рівняння):

$$B_v(T) \approx B_v^{RJ}(T) = \frac{2v^2}{c^2} k_B T. \quad (1.14)$$

Для дуже високих частот, коли $h_p v \gg k_B T$, маємо наближення Віна:

$$B_v(T) \approx B_v^W(T) = \frac{2h_p v^3}{c^2} \exp\left(\frac{-h_p v}{k_B T}\right). \quad (1.15)$$



Густина енергії випромінювання чорного тіла залежить лише від температури і її обчислюють інтегруванням функції Планка $B_\nu(T)$:

$$u = \frac{4\pi}{c} \int d\nu B_\nu(T) = \frac{4\pi}{c} B(T) = aT^4, \quad B(T) = \frac{ac}{4\pi} T^4, \quad (1.16)$$

де a — стала густини енергії випромінювання: $a = \frac{8\pi^5 k_B^4}{15c^3 h_p^3} = 7,57 \cdot 10^{-16} \text{ Дж} \cdot \text{м}^{-3} \cdot \text{К}^{-4}$. Відповідно, для потоку, що випромінюється поверхнею чорного тіла на одиницю площі, отримуємо закон Стефана—Больцмана:

$$F = \int d\nu B_\nu(T) = \pi \int d\nu B_\nu(T) = \pi B(T) = \sigma_{SB} T^4, \quad (1.17)$$

де $\sigma_{SB} = \frac{ac}{4} = \frac{2\pi^5 k_B^4}{15c^2 h_p^3} = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Дж} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{К}^{-4}$ — стала Стефана—Больцмана.

Порушення больцманівського розподілу за рівнями у разі значного відхилення від термодинамічної рівноваги призводить до утворення інверсної заселеності атомних рівнів, — у цьому випадку спостерігається *мазерне випромінювання*.

Ще однією характеристикою теплового випромінювання на певній частоті є його обопільність: швидкість випромінювання пропорційна до швидкості поглинання. Цей принцип стосується всіх властивостей електромагнітної хвилі, включаючи частоту/довжину хвилі (колір), напрямок, поляризацію та когерентність.

Розподіл неперервного спектра чорнотільного випромінювання для різних температур подано на рис. 1.2.

1.2.2. Нетеплове випромінювання

Нетеплове випромінювання виникає, коли не весь атом накопичує і виділяє енергію, а лише один електрон усередині атома, який під час переходу у вищий енергетичний стан виділяє частину енергії у вигляді електромагнітного випромінювання. Тут довжина хвилі (колір) строго залежить від характеристик випромінювального тіла, оскільки кожен конкретний електрон несе певну енергію, що виділяється. Як наслідок, отримуємо монохроматичне світло.

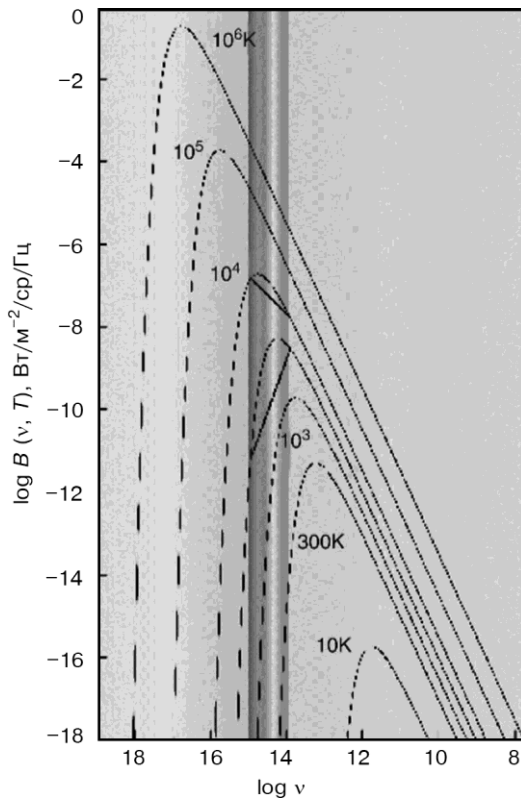


Рис. 1.2. Розподіл функції Планка $B_\nu(T)$ для різних температур (логарифмічний масштаб: найнижчі частоти і, відповідно, найбільші довжини хвиль уздовж осі x розташовано праворуч). Експоненціальне наближення Віна (формула (1.15)) неперервного спектра показано ліворуч. Форма спектра в частині наближення Релея—Джинса (праворуч) свідчить про відсутність залежності від температури (Schneider, 2015)

Розрізняють три типи нетеплового випромінювання небесних тіл:

1. *Синхротронне випромінювання* генерується зарядженими частинками, спіральованими навколо ліній магнітного поля з релятивістською швидкістю; якщо частинки рухаються з нерелятивістськими швидкостями, їхнє випромінювання називають *циклотронним*. І синхротронне, і циклотронне випромінювання за своєю природою є *магнітогальмівним випромінюванням*.

2. *Комптонівське зворотне розсіювання* — це процес, за якого електрони ефективно відштовхуються від фотонів високої енергії, що розсіюються від електрона після передачі частини їх енергії.

3. *Стимульоване випромінювання* — процес, коли електрони в метастабільному стані вимушено переходять до основного стану,



випромінюючи фотон із такою самою енергією, що і різниця між двома рівнями атома.

До небесних тіл, які є джерелами нетеплового випромінювання, належать наднові зорі (залишки) і нейтронні зорі (пульсари); радіогалактики; гамма-сплески; космічні промені; галактики Сейферта, об'єкти BL Lacertae, квазари та інші, зокрема тимчасові явища, що супроводжуються синхротронним випромінюванням, спостерігаються на Сонці та планетах-гігантах. На відміну від теплового випромінювання, фізику процесів, під час яких вивільняється нетеплове випромінювання, не для всіх об'єктів достатньо вивчено. Найбільша невизначеність стосується, зокрема, так званих лобів (англ. lobes) — гігантських газових структур розміром до 4 Мпк, розташованих симетрично навколо галактики або квазара (такого роду об'єкт спостерігається в нашій Галактиці — бульбашка Фермі, рис. 1.3); масштабних релятивістських джетів (струменів газу) від ядер галактик, що простежуються на десятки кілопарсеків.

Спектр нетеплового синхротронного (поляризованого) випромінювання визначається степеневою залежністю

$$E_\nu \propto \nu^{-\alpha}, \quad (1.18)$$

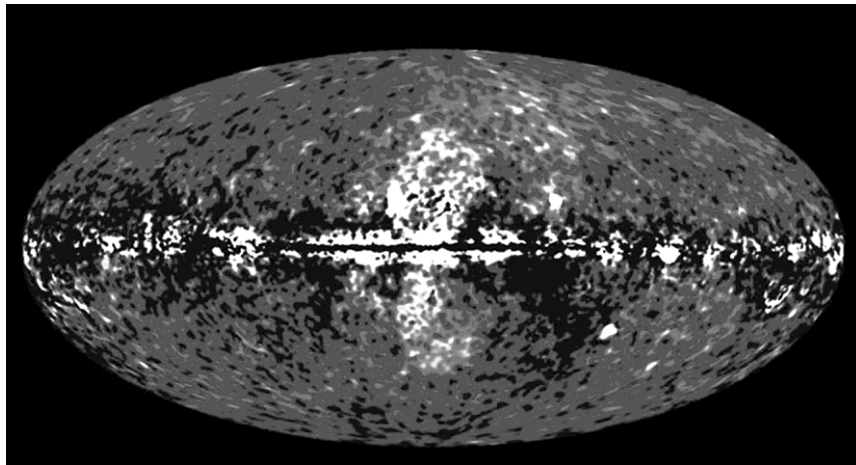


Рис. 1.3. Бульбашки Фермі, виявлені обсерваторією «Фермі» в γ -променях у нашій Галактиці (Dobler et al., 2010). На карті (в галактичних координатах) надмасивна чорна діра знаходиться в центрі, а бульбашки — яскраві області — зверху та знизу від неї. Багато моделей пов'язують формування бульбашок з активністю надмасивної чорної діри мільйони років тому

де α — спектральний індекс, який змінюється або плавно, або стрибками. Для однорідного джерела синхротронного випромінювання, тобто з однорідним магнітним полем, існує зв'язок між розподілом електронів за енергіями, який є степеневим:

$$N(E)dE = N_0 E^{-s} dE, \quad (1.19)$$

та спектральним розподілом енергії потоком випромінювання:

$$F_\nu = C \nu^{-\alpha} \quad (1.20)$$

(F_ν — потік у ерг/(см² · с · Гц), Вт/(м² · Гц) або у янських (1 Ян = 10⁻²⁶ Вт/(м² · Гц))). Як наслідок, впливає залежність індексів:

$$\alpha = \frac{s-1}{2}. \quad (1.21)$$

Ці формули застосовують для порівняно високих частот, де синхротронне самопоглинання є несуттєвим; на певних спостережуваних частотах приймають, що протяжний компонент джерела є тонким (див. розд. 3). Ще однією характеристикою як випромінювання, так і розсіювання є *індикатриса* — функція залежності інтенсивності випроміненої або розсіяної електромагнітної хвилі від напрямку, яку розглядають у полярній або сферичній системі координат.

Заряджені частинки під час руху в електромагнітному полі зазнають *розсіювання*, серед механізмів якого важливими є *томсонівське розсіювання* низькочастотного випромінювання на вільних електронах без зміни частоти хвилі та *комptonівське*, яке спостерігається в разі розсіювання високочастотного випромінювання (в гамма- та X-діапазонах спектра).

Томсонівське розсіювання названо на честь англійського вченого Дж. Томсона, який довів, що під дією змінного електричного поля заряджена частинка коливається з частотою хвилі зі змінним прискоренням і, отже, перевипромінюється в усіх напрямках на тій самій частоті. Диференціальний переріз σ_T томсонівського розсіювання на вільних електронах становить

$$\frac{d\sigma_T}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} (1 + \cos^2 \vartheta), \quad (1.22a)$$

де $r_e = \frac{e^2}{m_e c^2}$ — класичний радіус електрона, ϑ — кут розсіюван-



ня електрона. Переріз томсонівського розсіювання не залежить від енергії електрона $\sigma_T = \left(\frac{8\pi}{3}\right)r_e^2 = 6,65 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2$, а саме розсіювання має релєївську індикатрису. Оскільки переріз розсіювання обернено пропорційний до квадрата маси розсіюваної частинки (формула (1.22a)), то для томсонівського розсіювання на протонах отримуємо, що переріз майже в 4 млн разів менший, ніж переріз на вільному електроні. Томсонівське розсіювання є одним із чинників непрозорості речовини в надрах зорь і впливає на спектр випромінювання ОВ-зорь.

У 1922 р. американський фізик А. Комптон виявив, що довжина хвилі розсіюваних у парафіні Х-променів є більшою, ніж тих, що падають. Цей ефект не можна було пояснити в межах класичної електродинаміки, оскільки під впливом періодичного електричного поля електромагнітної хвилі електрон повинен коливатися з частотою, що дорівнює частоті поля, тобто випромінювати вторинні (розсіювані) хвилі тієї самої частоти (томсонівське розсіювання). Цей ефект він пояснив з погляду квантової фізики, що стало одним із підтверджень корпускулярної природи випромінювання. Ефект названо на його честь — комптонівський ефект.

Комптонівське розсіювання: фотон із енергією $E_\gamma = h\nu = hpc/\lambda$ та імпульсом $p_\gamma = (h/\lambda)n$ (n — одиничний вектор у напрямку поширення хвилі) під час пружного зіткнення з електроном, що знаходиться у стані спокою, передає йому частину енергії та імпульсу і змінює напрямок руху (розсіюється). Отже, комптонівське пружне розсіювання електромагнітного випромінювання на вільних електронах можна описати із рівності сумарної енергії й сумарного імпульсу частинок до і після зіткнення. Електрон, отримавши енергію та імпульс від фотона, починає рухатися (віддача). При цьому зменшення енергії фотона супроводжується збільшенням довжини хвилі розсіяного світла, і для її зсуву отримуємо формулу Комптона:

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \lambda_0(1 - \cos \vartheta). \quad (1.226)$$

Тут λ' — довжина хвилі розсіяного світла, ϑ — кут розсіювання фотона, $\lambda_0 = h/m_e c = 2,426 \cdot 10^{-10} \text{ см}$ — так звана комптонівська довжина хвилі електрона (m_e — маса електрона). З формули (1.226) випливає, що зсув довжини хвилі $\Delta\lambda$ не залежить від довжини хвилі світла λ , що падає, та визначається лише кутом роз-

сіювання фотона ϑ ; зсув є максимальним при $\vartheta = 180^\circ$, тобто за зворотного розсіювання, $\Delta\lambda_{\max} = 2\lambda_0$.

У реальному середовищі електрони не вільні, а зв'язані в атомах, тому це потрібно враховувати під час розгляду і томсо-нівського, і комптонівського розсіювання. Зокрема, для комптонівського розсіювання, якщо енергія фотонів перевищує енергію зв'язку електронів у атомі (фотони саме гамма- і X-діапазонів), то електрони зазнають настільки сильної віддачі, що вибиваються з атома. Після цього розсіювання фотонів відбувається, як і на вільних електронах. Якщо енергія фотона недостатня для того, щоб вирвати електрон з атома, то фотон обмінюється енергією й імпульсом з атомом у цілому. Оскільки маса атома дуже велика (порівняно з еквівалентною масою фотона, що дорівнює згідно з теорією відносності E_γ/c^2), то віддача практично відсутня; тому розсіювання фотона відбувається без зміни його енергії, тобто без зміни довжини хвилі (когерентне). У важких атомах слабо пов'язаними є лише периферійні електрони (на відміну від електронів, що заповнюють внутрішні оболонки атома), тому в спектрі комптонівського розсіяного випромінювання присутня як зміщена лінія від розсіювання на периферичних електронах, так і незміщена когерентна лінія від розсіювання на атомі в цілому. Зі збільшенням атомного номера хімічного елемента (тобто заряду ядра) енергія зв'язку електронів збільшується, і відносна інтенсивність комптонівської лінії зменшується, а когерентної лінії зростає.

Повну теорію ефекту Комптона наведено в курсах з квантової електродинаміки. Зауважимо, що ефект відбувається не тільки на електронах, а й на інших заряджених частинках, зокрема протонах, але з огляду на велику масу протона його віддача відчутна лише в разі розсіювання фотонів дуже великої енергії (гамма-діапазон). Принцип ефекту Комптона закладено в гамма-спектрометрах, зокрема, встановлених на орбітальних гамма-обсерваторіях. Гамма-телескоп «Compton» мав декілька детекторів і поле зору 1 sr : якщо фотон детектується спочатку одним детектором, а потім іншим, то, аналізуючи зміни його енергії, можна визначити початкову траєкторію фотона.

Під час вивчення фізики активних ядер галактик, утворення X-компоненти фонового галактичного випромінювання, трансформації плазмових хвиль у електромагнітні хвилі високої частоти та інших процесів важливим є *зворотний ефект Комптона*



(див. розд. 4), який залучають для пояснення механізму такого випромінювання: якщо електрони, на яких розсіюється електромагнітне випромінювання, є релятивістськими (тобто рухаються зі швидкостями, близькими до швидкості світла), то в разі пружного розсіювання довжина хвилі випромінювання зменшуватиметься, а енергія (та імпульс) фотонів збільшуватиметься за рахунок енергії (та імпульсу) електронів. Зворотне комптонівське розсіювання релятивістських електронів на реліктовому мікрохвильовому випромінюванні створює фотони віддачі енергією 50—100 кеВ (ефект Сюняєва—Зельдовича). Найповніший на сьогодні огляд джерел такого випромінювання виконано космічним телескопом «Planck».

Існує також *подвійний ефект Комптона*: утворення двох розсіяних фотонів замість одного первинного під час його розсіювання на вільному електроні. Існування такого процесу впливає з квантової електродинаміки; його вірогідність приблизно в 100 разів менша за вірогідність звичайного ефекту Комптона.

1.3. Методи та інструменти реєстрації випромінювання. Телескопи. Огляди неба

1.3.1. Гамма-діапазон

Гамма-випромінювання (γ , ГВ) утворюється у разі взаємодії частинок високих енергій (протонів, ядер високих енергій та ін.). Особливий інтерес викликає γ -випромінювання, яке виникає за таких взаємодій, коли випромінювання в інших діапазонах енергій не генерується.

Атмосфера Землі поглинає γ -випромінювання на висотах 30—50 км (див. рис. 1.1). Фотони з енергіями, меншими за 20 МеВ, зазнають комптонівського розсіювання (підрозд. 1.2), фотони більших енергій породжують електрон-позитронні пари. Тому спостереження в діапазоні енергій від 100 кеВ (нижня межа γ -випромінювання) до 10 ГеВ проводяться за допомогою гамма-телескопів, які розташовуються на космічних апаратах або на висотних зондах-балонах (аеростатах). Фотони з більшими енергіями (понад 10 ГеВ) можуть реєструватися наземними установками за *черенковським випромінюванням електронів*, що зумовлюється взаємодією з атмосферою.

Гамма-випромінювання від позаземних джерел вперше було зареєстровано в 1950-х роках у Гев-діапазоні. У 1970-х роках після запусків спеціалізованих супутників-обсерваторій SAS-2 та COS-B виявлено потужне γ -випромінювання від багатьох астрофізичних об'єктів (активних областей на Сонці, пульсарів, ядер активних галактик, квазарів). Із використанням супутників військового призначення відкрито потужні гамма-спалахи з енергіями фотонів від 0,1 МеВ до декількох мегаелектрон-вольт та галактичні потужні дискретні джерела.

Діапазон γ -випромінювання прийнято розділяти на декілька піддіапазонів, які визначаються методикою спостережень та науковими завданнями: діапазон м'якого γ -випромінювання від 0,1 до 5 МеВ; діапазон проміжних енергій від 5 до 50 МеВ; діапазон жорсткого γ -випромінювання від 50 МеВ до 10 Гев; діапазон надвисоких енергій — понад 10 Гев.

Механізми генерації γ -випромінювання можна поділити на три групи:

- *До першої групи* відносять генерацію γ -випромінювання в разі взаємодії електронів високих енергій із зарядженими частинками (див. підрозд. 1.2):

1. *Гальмівний механізм* (брештралюнг). Під час зіткнення електронів із зарядженими частинками утворюється електромагнітне випромінювання у широкому спектрі частот. Енергія фотонів при цьому обмежена зверху початковою енергією електронів. За достатньо великих енергій електронів частота фотона падає у гамма-діапазон.

2. *Синхротронний механізм*. Електромагнітне випромінювання утворюється під час руху електронів у магнітному полі. Для утворення синхротронного ГВ необхідні великі енергії електронів і сильні магнітні поля.

3. *Обернене комптонівське розсіювання*. Розсіювання фотонів низьких енергій на релятивістських електронах може генерувати фотони високих енергій (γ -діапазону).

- *До другої групи* відносять ядерні процеси.

1. *Ядерні реакції* часто супроводжуються утворенням збуджених ядер, під час переходу яких у основний стан випромінюються фотони м'якого γ -діапазону. Серед ядерних спектральних ліній найцікавішою є лінія 2,23 МеВ, яка пов'язана з утворенням дейтрона в разі зіткнення протона з нейтроном.



2. Основним джерелом фотонів γ -випромінювання є *розпад пі-нуль-мезонів* (π^0 -мезони), що виникають у реакціях з елементарними частинками. Спектр піонних фотонів є неперервним, його максимум розташований в інтервалі енергій поблизу 70 MeV.

- До *третьої групи* належать *анігіляційні процеси*. Анігіляція є ефективним процесом утворення γ -випромінювання. Під час анігіляції електрона та позитрона утворюються або два фотони, кожен з енергією 0,511 MeV, або три фотони з неперервним спектром енергій. Анігіляція протона та антипротона супроводжується утворенням мезонів, зокрема пі-нуль-мезонів, які потім у процесі розпаду утворюють гамма-фотони.

Гамма-випромінюванню властива висока проникна здатність. Так, його поглинання у міжзоряному середовищі є незначним, навіть у напрямку на центр Галактики, який закритий щільними хмарами міжзоряного пилу. Воно здатне долати відстані до Землі, що відповідають червоним зміщенням $z \sim 100$, які в декілька разів більші, ніж для фотонів видимого діапазону. Поглинання γ -випромінювання в міжгалактичному середовищі стає помітним для енергій понад 100 GeV, де починає діяти механізм взаємодії з ІЧ-фотонами реліктового космологічного випромінювання.

Методи реєстрації. В області м'якого γ -випромінювання спостереження виконуються за допомогою сцинтиляційних телескопів із механічними коліматорами. Для захисту від «бокового» γ -випромінювання застосовують лічильники антизбігів із неорганічних сцинтиляційних кристалів для виключення із реєстрації заряджених частинок; кутове розділення таких телескопів є невеликим (декілька градусів). Більше розділення можна отримати за допомогою телескопів подвійного комптонівського розсіювання (приблизно $1\text{--}2^\circ$ за енергії 1 MeV). Спостереження в ядерних та анігіляційних лініях проводяться за допомогою напівпровідникових спектрометрів із кристалами надчистого германію, що дає змогу отримати розрізненість 2 кеВ за енергій приблизно 1 MeV.

Дослідження в інтервалі проміжних енергій пов'язані з певними експериментальними труднощами: зменшується ефективність сцинтиляційних детекторів. Детектори, що працюють на принципі вимірювання траєкторій (треків) електрон-позитронних пар, які утворюють гамма-кванти, працюють недостатньо ефективно.

У жорсткому γ -діапазоні спостереження виконуються за допомогою телескопів, головним елементом яких є трековий детектор (іскрова камера, дрейфова камера тощо), а також пристрої для виключення реєстрації сторонніх заряджених частинок за схемою антизбігів, — для визначення енергії частинок, що реєструються, тощо. У таких телескопів низька кутова розрізненість (приблизно 5° для 100 MeV). Збільшення розрізненості до кількох кутових мінут вирішило б проблему ототожнення багатьох гамма-джерел з джерелами в інших діапазонах.

Наземні телескопи гамма-діапазону. Проект СТА. Спостереження фотонів надвисоких енергій (понад 10 GeV) проводиться з Землі телескопами для реєстрації *черенковського випромінювання*. Це випромінювання генерується електронами та позитронами зливи частинок, що утворюється від взаємодії фотона з частинками атмосфери. Установки для реєстрації такого випромінювання являють собою рефлектори, які фокусують спалахи черенковського випромінювання на систему фотоелектронного підсилювача. Ефективна площа реєстрації фотонів (у широких атмосферних зливах) при цьому досягає 10^5 м^2 .

Гамма-промені, які детектуватимуть за допомогою телескопів консорціуму СТА (Cherenkov Telescope Array, <http://www.cta-observatory.org/>), не проходять увесь шлях до земної поверхні. Досягаючи земної атмосфери, γ -промені взаємодіють з нею, породжуючи каскади високоенергетичних частинок, відомі як атмосферні зливи. Ніщо не може перевищити швидкість світла у вакуумі, однак у повітрі швидкість світла є на 0,03 % меншою. Отже, ультрарелятивістські частинки в каскадах можуть рухатися швидше ніж світло в повітрі, утворюючи блакитні спалахи черенковського випромінювання. Час життя каскаду становить лише декілька мільярдних часток секунди, проте черенковське випромінювання є розмазаним по великій площі (діаметр 250 м). Воно є занадто слабким для людського ока, але може бути детектованим телескопами СТА завдяки великим дзеркалам та швидким камерам для отримання зображення каскадів, утворених гамма-променями від космічних джерел.

Оскільки такі каскади є рідкісними (1 γ -фотон на метр квадратний за рік від яскравого джерела або 1 γ -фотон на метр квадратний за сторіччя від темного джерела), СТА (в Конфігурації Альфа) використовуватиме 64 телескопи, розподілених на два масиви у північній та південній півкулях Землі з метою підви-



щити шанси детектування. Північний масив буде меншим за розміром та орієнтованим на низькі й середні енергії 20 GeV—20 TeV. Південний масив буде орієнтованим на середні та високі енергії (до 300 TeV) та матиме можливість досліджувати центральну частину Галактики в новому мультиTeV-діапазоні енергій. Використовуватимуться такі класи телескопів: Малий телескоп — Small-Sized Telescope (SST), Середній телескоп — Medium-Sized Telescope (MST) та Великий телескоп — Large-Sized Telescope (LST). Ключовий робочий діапазон енергій — 100 GeV—10 TeV, у ньому працюватимуть Середні телескопи. Північний масив складатиметься з Великих та Середніх телескопів, Південний — з Середніх і Малих телескопів.

СТА є не першим наземним гамма-телескопом, але — найпотужнішим. Наявне покоління наземних телескопів (H.E.S.S., VERITAS та MAGIC) виконує спостереження з 2003 р. і збільшило кількість відомих гамма-джерел від 10 до більше ніж 100. Очікується, що СТА збільшить це число вдсятеро, детектуючи понад 1000 нових об'єктів. Хоча окремі СТА телескопи розрізняються розміром і конструкцією, в усіх них є спільні ознаки. Кожен телескоп матиме монтування, яке дасть змогу швидко навестися на об'єкт, а також велике сегментоване дзеркало, що відбиватиме черенковське випромінювання на швидку камеру, котра зможе оцифровувати та записувати зображення зливи.

LST (Large-Sized Telescope, рис. 1.4) — великого розміру телескоп СТА. Оскільки гамма-промені з низькими енергіями породжують лише невелику кількість черенковського випромінювання, для отримання зображень необхідні телескопи з великими дзеркалами. Діаметр дзеркала LST становитиме 23 м, а його форма буде параболічною. Камера використовуватиме фотопомножувальні трубки (PMT), а її поле зору становитиме приблизно $4,5^\circ$. Маса всієї конструкції дорівнюватиме 50 т. Очікується, що вона зможе змінювати положення протягом 20 с.

MST (Medium-Sized Telescope, рис. 1.4) — середнього розміру телескоп СТА — матиме найбільше наукове навантаження: діаметр дзеркала MST становитиме 12 м, камера використовуватиме фотопомножувальні трубки. Велике поле зору $7\text{--}8^\circ$ дасть змогу проводити швидкі огляди неба в гамма-променях.

SST (Small-Sized Telescope, рис. 1.4) — малого розміру телескоп СТА — буде чутливим до гамма-променів найвищих енергій,

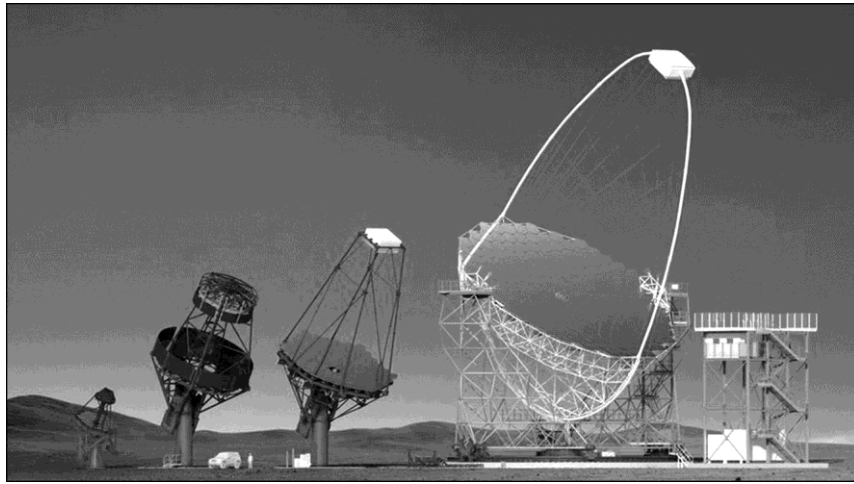


Рис. 1.4. Зліва направо: прототипи Малого, Середнього (два) та Великого телескопів консорціуму СТА (Cherenkov Telescope Array)

що приходять з Галактики. Оскільки Галактику найкраще спостерігати з південної півкулі, а відповідні зливи породжують багато черенковського випромінювання, то кількість SST буде найбільшою з усіх класів телескопів і їх буде розташовано на площі 4 км² лише в південній півкулі. Діаметр дзеркала дорівнюватиме приблизно 4 м, а поле зору (буде великим) — приблизно 9°.

Камери телескопів СТА: кожен клас телескопів матиме свій тип камери, проте всі вони будуть чутливими до слабких спалахів та використовуватимуть надзвичайно швидкі експозиції для детектування світла. Для перетворення світла на електричний сигнал, що буде оцифрований та переданий, СТА застосовуватимуть як фотопомножувальні трубки (PMT), так і кремнієві фотопомножувачі (SiPM).

Північний та південний масиви разом утворюватимуть обсерваторію СТА (CTA Observatory — СТАО), що буде першою наземною гамма-обсерваторією і ресурсом даних з астрофізики високих енергій; додатково дані СТА передаватимуться у віртуальну обсерваторію.

Орбітальні γ -телескопи. У 1991—2002 роках низькоорбітальною обсерваторією CGRO (Compton Gamma-Ray Observatory; названо на честь лауреата Нобелівської премії з фізики Артура



Холлі Комптона) виконано перший масштабний огляд всього неба в гамма-діапазоні (рис. 1.5, *a*). Це друга велика космічна обсерваторія NASA (перша — Hubble Space Telescope, третя — Chandra, четверта — Spitzer). Окрім опрацювання карти всього неба, проводилися спостереження квазарів, кандидатів у чорні діри, гамма-спалахів та інших об'єктів. Енергетичний діапазон основного інструменту обсерваторії (*The Energetic Gamma-Ray Experiment Telescope*, EGRET) становив 20 МеВ—30 ГеВ. Наукові результати, отримані за його допомогою, можна оцінити лише за тим фактом, що було виявлено понад 400 джерел γ -випромінювання (в 10 разів більше, ніж відомо до 1990-х років), зареєстровано більше ніж 2500 гамма-спалахів, тоді як раніше було відомо лише близько 300. Каталог EGR (*Revised EGRET catalog*) містить положення 188 джерел, а каталог 3EG (*Third EGRET catalogue*) — 271 джерела γ -випромінювання (Hartman et al., 1999).

The BeppoSAX X-ray astronomy satellite (Satellite per Astronomia X) був основною програмою Italian Space Agency (ASI) за участю Netherlands Agency for Aerospace Programs (NIVR). Головна наукова мета місії — проведення спектроскопічних та хронометрових досліджень декількох класів джерел гамма- і X-випромінювання в дуже широкому енергетичному діапазоні (0,1—300 кеВ).

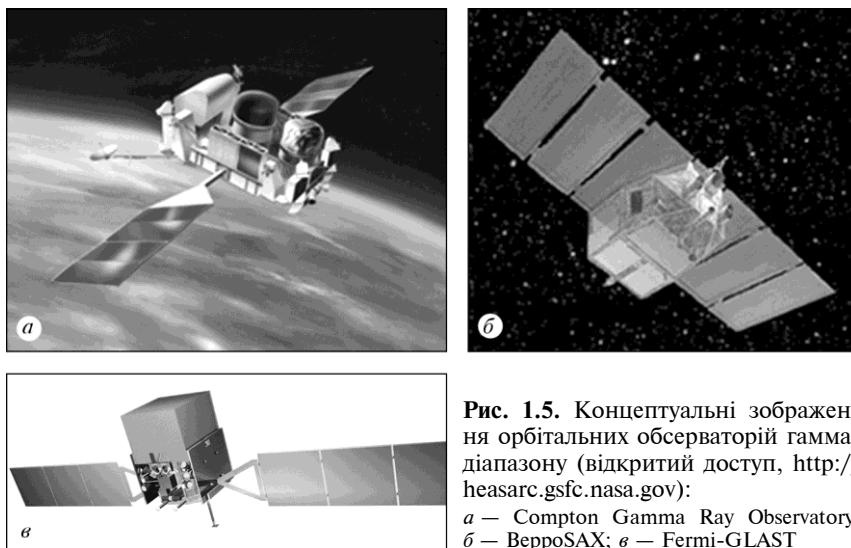


Рис. 1.5. Концептуальні зображення орбітальних обсерваторій гамма-діапазону (відкритий доступ, <http://heasarc.gsfc.nasa.gov>):

a — Compton Gamma Ray Observatory; *б* — BeppoSAX; *в* — Fermi-LAT

Супутник здійснював огляд неба в 1996—2002 роках (рис. 1.5, б): на енергіях до 10 кеВ працювали два телескопи косого падіння, на вищих енергіях — ксенонові пропорційні лічильники та сцинтиляційні детектори. За результатами космічної місії було створено *BeppoSAX catalog* — каталог гамма-спалахів (gamma-ray bursts, GRBs), виявлених за допомогою Gamma-Ray Burst Monitor (Boella et al., 1997). Він містить опис 1082 гамма-спалахів із енергією 40—700 кеВ у діапазоні від $1,3 \cdot 10^{-7}$ до $4,5 \cdot 10^{-4}$ ерг/см² та з піковими потоками 40—700 кеВ від $3,7 \cdot 10^{-8}$ до $7,0 \cdot 10^{-5}$ ерг/см²/с.

The INTErnational Gamma-Ray Astrophysics Laboratory (INTEGRAL) — космічний телескоп для спостереження гамма-променів. Запущений ESA на орбіту Землі в 2002 р. і призначений для виявлення деяких найбільш енергетичних космічних променів. Огляд *INTEGRAL Reference Source Catalogue* (Bird et al., 2010) містить усі джерела, яскравіші за 0,1 мКраб¹ і вище за 1 кеВ. Остання версія каталогу включає в себе 2394 джерела, з яких 1213 виявлено за допомогою IBIS/ISGRI та 189 — за допомогою JEM-X приладів телескопа.

The Fermi Gamma-ray Space Telescope (перша назва Gamma-Ray Large Area Space Telescope, GLAST, перейменований на честь видатного американського фізика італійського походження Е. Фермі) запущений 11 червня 2008 р. (рис. 1.5, в). Основне його завдання — вивчити Всесвіт у високоенергетичних спектральних діапазонах: джерела гамма-променів і дифузне випромінювання, пульсари, активні ядра галактик, галактичний центр, енергетичні подвійні зоряні системи, залишки наднових, сонячні спалахи та наземні спалахи γ -променів тощо. Один із важливих результатів, отриманих цією обсерваторією і опублікований у січні 2017 р., стосувався блазарів із великим $z > 3$: світло від найвіддаленішого об'єкта NVSS J151002 + 570243 ($z = 4,31$) випромінювалося, коли Всесвіту було 1,4 млрд років. Нагадаємо, за даними Planck Collaboration (2018) вік Всесвіту становить $13,801 \pm 0,024$ млрд років.

¹ Потік Крабоподібної туманності — несистемна одиниця яскравості небесних тіл у Х-діапазоні. Мілікраб відповідає густині потоку енергії $2,4 \times 10^{-14}$ Вт/м² у діапазоні 2—10 кеВ для «крабоподібного» енергетичного спектра зі степеневу залежністю $I(E) = 10 E^{-1,05}$. Одиницю вимірювання широко використовують, оскільки Крабоподібна туманність є яскравим джерелом із простим енергетичним спектром і майже постійним потоком Х-випромінювання.



Під час огляду неба за допомогою Fermi-GLAST було створено декілька каталогів γ -джерел, наприклад *the 2nd Fermi-LAT Gamma-Ray Pulsar Catalog*, який містить 117 високоточних визначень пульсарів $\leq 0,1$ GeV (частина — нейтронні зорі) (Abdo et al., 2013), *the Second Fermi Large Area Telescope Catalog of Gamma-Ray Pulsars* (Abdo et al., 2013); Fermi 3FGL — *Fermi LAT Third Source Catalog* із 3033 джерел вище ніж 4σ у діапазоні 100 MeV—300 GeV (Acero et al., 2015). Інструмент Fermi FAVA (The Fermi Allsky Variability Analysis) для систематичного вивчення змінності γ -випромінювання, виміряного за допомогою Fermi GLAST LAT, та переліку 215 джерел гамма-променів, що спалахують, містить 27 можливих позагалактичних джерел, виявлених на галактичних широтах $\pm 10^\circ$, у «зоні уникання» Галактики (Ackermann et al., 2013).

1.3.2. X-діапазон

Під випромінюванням у X-діапазоні розуміють електромагнітні хвилі в діапазоні енергій 0,1—300 keV (див. табл. 1.1). Розглядають три піддіапазони: 0,1—5 keV — м'яке X-випромінювання; 5—50 keV — класичний X-діапазон; 50—300 keV — жорстке X-випромінювання. Таке розділення пов'язане з різними методами реєстрації та різними механізмами генерації випромінювання. Детальніше ознайомлення з фізичними процесами подано в розділах про міжгалактичний газ та галактики з активними ядрами. Тут наведемо основні результати, отримані з перших космічних обсерваторій «Uhuru» («Ухуру», SAS-1, 1970—1973) та «Einstein» («Айнштайн», HEAO-2, 1978—1982), які сприяли розвитку X-астрономії та сучасної астрофізики високих енергій.

Початком X-астрономії вважають 1962 р., коли модифіковані лічильники Гейгера були встановлені на американській ракеті «Аеробі-150», запущеній на висоту 200 км. У енергетичному діапазоні 1,6—6,2 keV детектори виявили X-випромінювання від невідомого локального джерела. Точне його положення складно було визначити, але напрямок — сузір'я Скорпіона, був далекий від напрямків на об'єкти Сонячної системи. Існування цього джерела підтвердили у 1963 році, його назвали Sco X-1. Зазначимо, що X-випромінювання Сонця було відкрито раніше (1948), але початком X-астрономії вважають відкриття об'єкта

SCO X-1. До 1966 р. було відомо лише 30 джерел X-випромінювання. Ситуація різко змінилася з початком використання супутників, які могли довго працювати. Крім того, вони могли точно орієнтуватися у просторі, що давало змогу точніше визначати координати джерел. З використанням орбітальних обсерваторій в X-діапазоні досягли вражаючих успіхів.

Насамперед фундаментальні відкриття належать супутнику «Uhu» (названий на честь 10-роковини незалежності Кенії, мовою суахілі *ухуру* — свобода). Огляд неба виконувався в режимі обертання супутника навколо власної осі з періодом ~ 12 хв, як спектрометри використовували два пропорційних газових лічильники в діапазоні 2—20 кеВ, ефективна площа кожного з яких $0,084 \text{ м}^2$, а роздільна здатність відповідно першого $0,52^\circ$, а другого $5,2^\circ$. Це дало змогу вперше (1970—1973) отримати карту розподілу джерел у такому діапазоні енергій та відкрити існування випромінювання скупчень галактик у X-діапазоні, зокрема міжгалактичного газу. Завдяки «Uhu» вперше експериментально підтверджено реальність існування чорних дір: це зроблено внаслідок відкриття нестаціонарності X-випромінювання, зокрема джерела Cyg X-1 (Лебідь X-1) на масштабі часу до ~ 70 мс. Не менш важливим стало відкриття рентгенівських пульсарів — нейтронних зорь, що обертаються і знаходяться в подвійних системах. Для їхнього дослідження обертання супутника уповільнювалося до одного обороту за 85 хв. Загалом каталог за спостереженнями «Uhu» містить 339 джерел X-випромінювання, розподіл яких на небі показано на рис. 1.6. Як видно, найяскравіші джерела концентруються до галактичного екватора та до галактичного центру. Більшість з них належить Галактиці: залишки наднових, рентгенівські тісні подвійні системи зорь, катаклізмичні змінні (білі карлики у подвійних системах) тощо. Джерела такого типу виявлено і в найближчих супутниках Галактики, наприклад джерело LMC X-3 у Великій Магелановій Хмарі.

Коліматорні системи не могли забезпечити роздільну здатність на рівні кутових секунд, потрібна була інша технологія. У 1960 р. Б. Россі та Р. Джакконі описали систему дзеркал для фокусування X-випромінювання за принципом косого падіння під малим кутом до поверхні (рис. 1.7), яку впроваджено на орбітальному 56-сантиметровому телескопі X-діапазону «Einstein» і яка давала змогу отримувати фокусоване зображення в інтервалі $0,15\text{—}3,0$ кеВ з роздільною здатністю до $2''$. Загалом ця

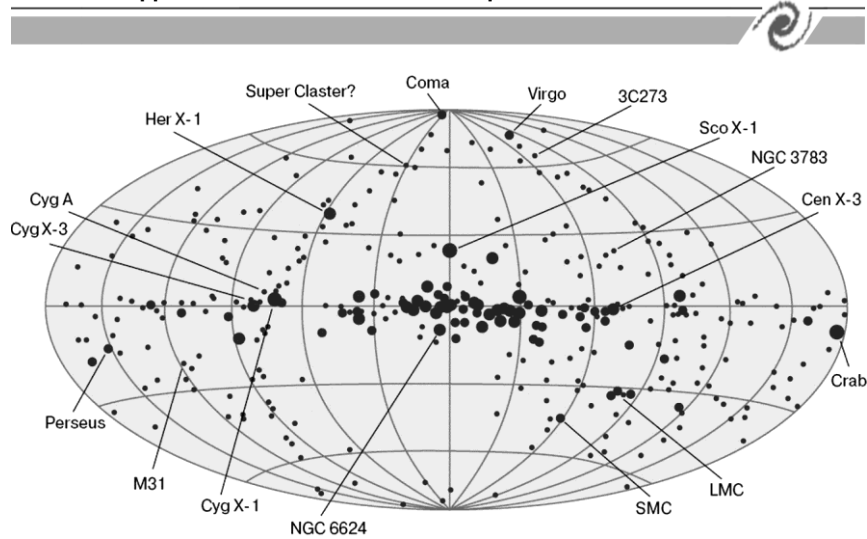


Рис. 1.6. Розподіл джерел X-випромінювання в галактичних координатах за даними супутника «Uhuu». Розмір кола пропорційний до логарифма інтенсивності джерела

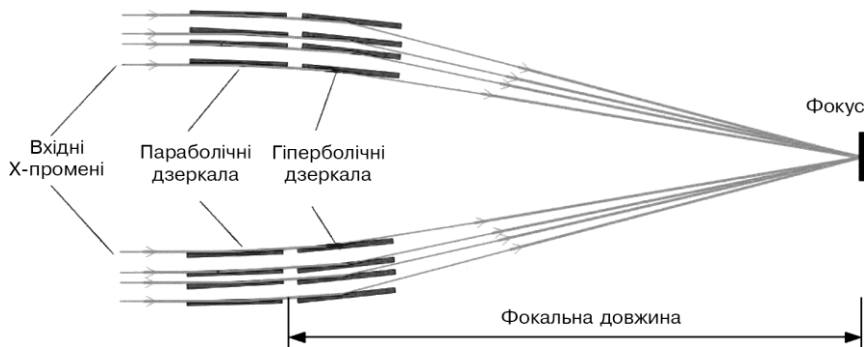


Рис. 1.7. Принципова схема телескопа X-випромінювання косого падіння типу Вольтер-1

обсерваторія реєструвала фотони з енергією до 20 кеВ. За аналогією з оптичною астрономією чутливість обсерваторії «Uhuu» відповідала чутливості неозброєного ока людини, а чутливість телескопа супутника «Einstein» — чутливості телескопа Галілея (1610). Іншими словами, з використанням цього супутника розпочалася телескопічна ера X-астрономії. Обсерваторія «Айн-

штайн» дала можливість досліджувати усі типи джерел Х-випромінювання, зокрема залишки наднових зорь і навіть від полярних саяв Юпітера. Значним результатом роботи обсерваторії стало відкриття Х-випромінювання квазарів та інших активних ядер галактик. Каталог даних спостережень обсерваторії налічує близько 3000 дискретних джерел, більшість з яких — квазари, але не для всіх є ототожнення з оптичними об'єктами.

Світність квазарів та ядер сейфертівських галактик у енергетичному інтервалі 0,5—4,5 кеВ знаходяться в межах 10^{43} — 10^{47} ерг/с. Суттєво, що в Х-діапазоні виявлено швидшу змінність (години, секунди), ніж у оптичному діапазоні (місяць і більше). За такої швидкої змінності можна оцінити характерні розміри зони випромінювання у декілька астрономічних одиниць. Виняткову компактність активних галактичних ядер, а також потужне вивільнення енергії в Х-діапазоні з цієї зони можна пояснити лише механізмом акреції міжзор'яного газу та речовини зорь на надмасивний центральний об'єкт, яким є, найімовірніше, надмасивна чорна діра.

Відкриття протяжних джерел Х-випромінювання в скупченнях галактик, зокрема скупчення Волосся Вероніки (Coma), Персея (Perseus) та Діви (Virgo), дало можливість оцінити їх розміри до 1 Мпк, світність як 10^{43} — 10^{45} ерг/с, температуру міжгалактичного газу як 10^7 — 10^8 К. Тоді вперше постала проблема походження цього гарячого газу: чи є він реліктовим, тобто лишився ще з епохи до народження галактик, чи має галактичне походження, тобто викинутий з галактик (наприклад, галактичним вітром). Критичним тестом для вирішення цієї проблеми стало визначення металічності Fe/H за лініями високоіонізованого заліза Fe XXV та Fe XXVI. Оскільки металічність виявилася близькою до значень, характерних для нормальних галактик, то гарячий газ у скупченнях має, найімовірніше, галактичне походження.

Протягом 1980—1990 рр. було запущено ще декілька супутників і телескопів — зокрема ROSAT, серія SAS, ASCA та ін. Відомими за науковими результатами спеціалізовані супутники HEAO-1 «Аріель» (Велика Британія), АНС (Нідерланди), EXOSAT (ЄКА), «Хакучо» та «Гінга» (Японія). На сьогодні моніторинг неба здійснює вже четверте покоління космічних телескопів Х-діапазону.

Супутник EXOSAT — це місія ESA, запущена 26.05.1983 р. Але 09.04.1986 р. пошкодження в системі керування положенням



спричинила втрату космічного корабля, а 06.05.1986 р. EXOSAT згорів у атмосфері Землі. Основними інструментами обсерваторії були два телескопи LE косого падіння для діапазону 0,05—2 кеВ з роздільною здатністю 18". Два інструменти на борту обсерваторії EXOSAT (ME, GSPC) були додатковими, їх розробили для повного охоплення енергетичної смуги 0,05—50 кеВ. Створений каталог EXMS (*Slew Survey Catalog*), який охоплює діапазон 1—8 кеВ, надає дані про 1210 джерел, у тому числі 992 підтверджених (Warwick et al., 1988).

Супутник ROSAT, The Roentgen Satellite (співпраця Німеччини, США та Великої Британії) був запущений 01.06.1990 р. та діяв майже 9 років (Voges, 2000). Обсерваторію було обладнано 83,5-сантиметровим телескопом косого падіння (рис. 1.7), тому отримували зображення з високою роздільною здатністю (до 2") у діапазоні енергій 0,1—2,5 кеВ (за чутливості, яка приблизно в 1000 разів перевищувала чутливість супутника «Uhu»). Дослідження, проведені ROSAT, стали першими дослідженням усього неба в Х- та УФ-діапазонах. Загальна кількість нових джерел Х-випромінювання, виявлених ROSAT, становила понад 150 000, що більш ніж у 20 разів перевищує кількість Х-джерел, відомих до запуску ROSAT (Voges et al., 1999). Списки джерел було складено автоматично за допомогою Standard Analysis Software System (SASS). Проте виявилось, що джерела ROSAT важко визначити через позиційні похибки (~1'). Однак дані ROSAT увійшли до різних каталогів, включаючи карти неба First-1RXP, WGA-CAT, ROSHRICAT, ROSAT All-Sky Surveys (Truemper, 1992), RASSBSC-1RXS.

Як зазначалося, обсерваторія «ВерроSax» (рис. 1.5, б) стала відомою завдяки тому, що дала змогу здійснювати ототожнення явищ гамма-спалахів з об'єктами, видимими у менших енергіях, — спочатку в Х-діапазоні, а згодом у радіо- та видимому діапазонах. Перший спалах, який було ототожнено, хоча й ненадійно, з джерелом Х-випромінювання, зафіксовано 11.01.1997 р., його назвали GRB970111. Обсерваторія ROSAT вказала на можливий відповідник 1SAXJ1528.1 + 1937, але його вимірювана інтенсивність не відповідала прогнозованій за даними «ВерроSAX». Перше надійне ототожнення відбулось для події GRB 970228. Його яскравість та поліпшена методика моніторингу дали можливість позиціонувати джерело з точністю 1', що сприяло пошуку його відповідника в Х-діапазоні за допомогою обсерваторії

ROSAT, оптичних наземних телескопів та Космічного телескопа Габбла. Ці спостереження виявили слабке тьмяніюче джерело з видимою зоряною величиною 23—25^m. Наступним ключовим моментом стала подія GRB 970508, для якої швидко отримали добре визначене положення. Як наслідок на спектрографі малої роздільної здатності (LRIS) на телескопі Кек-1 одержали спектр і обчислили червоне зміщення джерела $z = 0,835$. Це надійно свідчило про позагалактичну природу гамма-спалахів.

ASCA (*ранише* — *Astro-D*; Японське космічне агентство). Супутник успішно запущений 20.02.1993 р. Є першою Х-обсерваторією, що використовувала ССД-матрицю для побудови зображення. Також є першою обсерваторією, яка поєднувала велику ефективну площу інструментів, роздільну здатність і широкий діапазон енергій. Контроль за обсерваторією втрачено 14.07.2000 р. унаслідок геомагнітної бурі. Здійснювалися спостереження області 5×5 град² навколо центру Галактики (Галактичний центр) з 1993 до 1999 р. (Sakano et al., 2001). База даних ASCA містить дані про 190 джерел.

Донедавна походження фонового випромінювання Галактики в Х-діапазоні лишалося невідомим. Пропонувалися два можливих механізми його утворення. З одного боку, передбачалася наявність дуже гарячого газу в Галактиці, а з іншого — існувала думка, що спостережене випромінювання є результатом накладання випромінювання точкових нерозділених Х-джерел малої світності. Результати досліджень фонового випромінювання Галактики, проведених на супутниках RXTE та INTEGRAL, свідчать про правильність останнього механізму. Виявилось, що карта розподілу інтенсивності фонового випромінювання, побудована за допомогою телескопа IBIS обсерваторії INTEGRAL, добре узгоджується з розподілом зоряної маси Галактики, отриманої зі спостережень на довжинах хвиль 3,5—4,9 мкм. Форма спектра випромінювання в діапазоні енергій 17—130 кеВ збігається зі спектром типових подвійних систем малої Х-світності (акреціюючих білих карликів), що випромінюють у цьому діапазоні енергій. З використанням даних про світність центральної частини Галактики у спектральному інтервалі 3,5—4,9 мкм отримано оцінку світності фонового Х-випромінювання $\sim 10^{38}$ ерг/с у діапазоні енергій 17—60 кеВ. За такої світності загальна кількість акреціюючих білих карликів у подвійних системах із малою світністю ($>10^{32}$ ерг/с) становить 10 тис. Можна припустити, що нормаль-

не Х-випромінювання інших галактик також утворюється як сума випромінювання дискретних джерел зоряних мас (Krivonos et al., 2010).

Обсерваторію XMM-Newton (X-ray Multi-Mirror Mission) було запущено ESA в грудні 1999 р. і названо на честь Ісаака Ньютона. На сьогодні це одна з найуспішніших місій (рис. 1.8, а). Ця обсерваторія й нині (початок 2022 р.) має найбільшу за площею дзеркальну систему для фокусування Х-променів. Її обладнано трьома ідентичними дзеркальними модулями із зовнішнім діаметром 70 см та фокусною відстанню 7,5 м. Кожен з модулів має 58 вкладених концентричних параболічно-гіперболічних алюмінієво-нікелевих дзеркал, покритих тонким шаром золота. Як детектори використовують три ПЗЗ камери — одна з тильним опроміненням (EPIC PN) і дві звичайні (EPIC MOS1/2). Також є система дифракційних ґраток для м'якого діапазону енергії (0,35—2,5 кеВ). Для супутніх спостережень в оптичному та УФ-діапазонах застосовують 30-сантиметровий телескоп системи Річі—Кретьєна з набором фільтрів, а як детектор для нього — дві мікроканальні пластини одна над одною з підсилювальною ПЗЗ-матрицею. Тому телескоп є дуже чутливим, що обмежує спостереження яскравих джерел ($\geq 7,4^m$). XMM-Newton дає змогу отримувати гарні фотометричні та спектральні дані, але невеликий розмір апертур обмежує його просторову роздільну здатність.

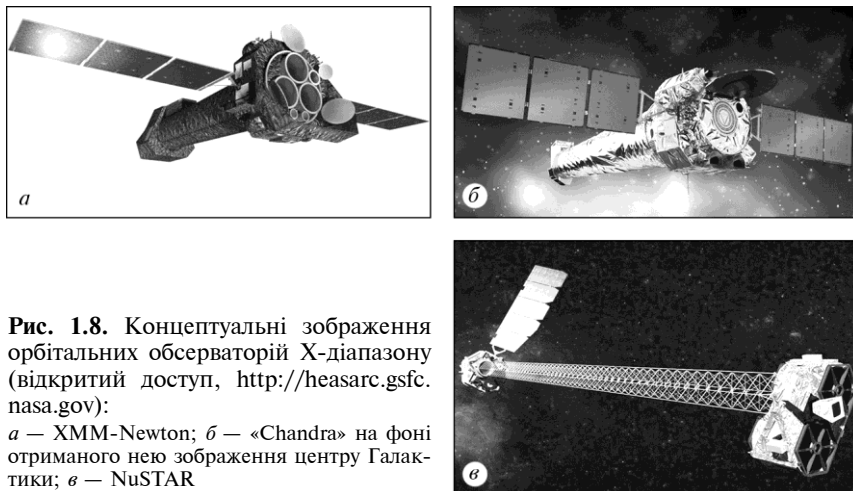


Рис. 1.8. Концептуальні зображення орбітальних обсерваторій Х-діапазону (відкритий доступ, <http://heasarc.gsfc.nasa.gov>):

а — XMM-Newton; б — «Chandra» на фоні отриманого нею зображення центру Галактики; в — NuSTAR

Основними цілями XMM-Newton є спостереження слабких точкових і протяжних джерел, проведення глибоких досліджень неба з можливістю одночасно отримувати зображення та спектри джерел Х-випромінювання (Gandhi et al., 2006). Архів спостережень XSA (XMM-Newton Science Archive) забезпечує простий та гнучкий доступ до даних місії XMM-Newton, включаючи пошук за відповідними каталогами інструментів EPIC та OM, та містить дані про понад 500 000 джерел. Найвідомішим і найбільшим позагалактичним дослідженням, проведеним телескопом XMM-Newton, є огляд XMM-XXL Survey понад 50 град² неба (Pierre et al., 2016). Головною його метою було виявити якнайбільше скупчень галактик (сотні) і галактик з активними ядрами (десятки тисяч). *The XXL Galaxy clusters catalogue* містить 100 найяскравіших скупчень галактик на $0,1 < z < 0,5$. Зокрема, неочікуваним висновком стало те, що отримана кутова щільність скупчень галактик виявилася нижчою, ніж передбачалося в космологічних моделях, побудованих за даними обсерваторій з досліджень реліктового випромінювання WMAP і «Planck» (Pascud et al., 2016).

Космічну обсерваторію «Chandra», названу на честь видатного індійського астрофізика С. Чандрасекара, запущено 23.07.1999 р. Вона здатна реєструвати енергії 0,3–10,0 кеВ, що відповідає м'якому Х-випромінюванню джерел. У 1,23-метрового телескопа «Chandra» (рис. 1.8, б) найвища роздільна здатність (0,492") порівняно з усіма телескопами Х-діапазону. Телескоп являє собою чотири вкладених параболічно-гіперболічних дзеркала косоного падіння, виготовлених із матеріалу zerodur, покритого шаром іридію поверх хрому. Обсерваторія несе на борту два інструменти — HRC (High Resolution Camera) на мікроканальних платах та ACIS (Advanced CCD Imaging Spectrometer) на двох масивах ПЗЗ-матриць. Обидва вони можуть працювати в режимі отримання зображення або спектроскопії. Для останнього масиву ПЗЗ-матриць на шляху фокусувального пучка вводиться один із двох масивів дифракційних ґраток (для енергій 0,08–6 кеВ і 0,5–10 кеВ) у вигляді набору кілець.

Існує декілька електронних баз даних, розміщених в онлайн-бібліотеці VisieR, що містить вибірки проаналізованих даних галактик, а також бази даних Х-скупчень галактик та еліптичних галактик, зокрема АССЕРТ (<https://web.pa.msu.edu/astro/MC2/accept/>), REJECT (<https://ancient-sands-40156.hero.kuapp.com/>). Призначений для каталогізації джерел Х-випромінювання, вияв-



лених цією обсерваторією, The Chandra Source Catalog (CSC) (Evans et al., 2010) постійно поповнюється.

The Nuclear Spectroscopic Telescope Array (NuSTAR) — орбітальний телескоп для досліджень у середньому та високоенергетичному (3—79 кеВ) діапазонах електромагнітного спектра (рис. 1.8, в). Обсерваторія забезпечує поєднання високої чутливості, просторового та спектрального розділення, значно поліпшених порівняно з попередніми космічними телескопами, які діяли у цьому діапазоні енергій. Це перша рентгенівська обсерваторія, яка має телескопи, здатні фокусувати Х-випромінювання з енергією понад 10 кеВ (до 79 кеВ). Досягається це завдяки багат шаровому покриттю дзеркал косою падіння важкими металами — платиною та вольфрамом. Фокусувальна поверхня складається зі 133 вкладених концентричних дзеркал зовнішнім радіусом 19,1 см та фокусною відстанню 10 м. Обсерваторія обладнана двома ідентичними модулями дзеркал. Приймачем є два масиви по чотири CdZnTe-матриці, що забезпечують високу чутливість та помірну енергетичну роздільну здатність. Розроблена, найімовірніше, як експеримент, ця невелика за розмірами космічна обсерваторія стала одним із головних інструментів, які забезпечують велику наукову віддачу.

Основним завданням *обсерваторії «Swift»* є спостереження за вибухами гамма-випромінювання (GRBs) та його поширення. BAT (Burst Alert Telescope) призначений для моніторингу вибухів γ-випромінювання в енергетичному діапазоні 15—150 кеВ і має широке поле зору (близько 1,4 ср). ХРТ використовує різні режими роботи для спостереження за джерелами залежно від яскравості джерела (Cusumano et al., 2010).

На рис. 1.9 наведено огляд неба, виконаний російсько-німецькою *космічною обсерваторією «Спектр-РГ» із телескопом eROSITA*. Огляд містить близько мільйона джерел Х-випромінювання, зокрема далекі галактики з активними ядрами. Блакитним кольором позначено діапазон енергій 1—2,3 кеВ, зеленим — 0,6—1 кеВ, червоним — 0,3—0,6 кеВ. Наша Галактика — центральна смуга вздовж зображення. Загальна кількість джерел випромінювання, зареєстрованих цим телескопом, становить стільки, скільки виявлено за 60 років Х-астрономії (див. рис. 1.6). У площині Галактики переважають високоенергетичні джерела (зокрема, зорі з сильною, магнітно активною та надзвичайно гарячою атмосферою) частково тому, що велика кількість газу та

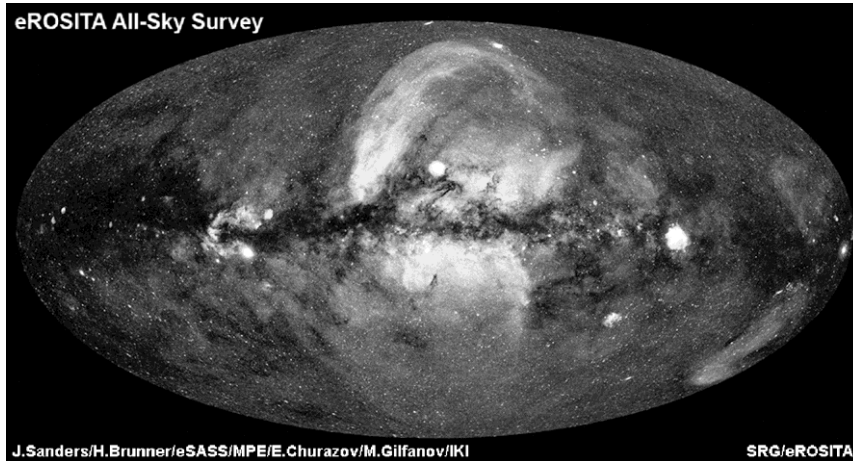


Рис. 1.9. Огляд неба в Х-діапазоні, виконаний телескопом eROSITA на борту німецько-російської космічної обсерваторії «Спектр-РГ», виведеної на орбіту в 2019 р.

пилу поглинає та відфільтровує Х-випромінювання з меншою енергією. Зелений та жовтий кольори — гарячий газ усередині та поза нашою Галактикою. Яскраво-жовта пляма трохи вище від площини Галактики праворуч — концентрація залишків наднової в напрямку сузір'я Паруса. Розсіяне сяйво червоного кольору — Х-випромінювання гарячого газу далеко за межами Галактики, білі цятки — переважно ознаки надмасивних чорних дір (~80 % усіх джерел, що містяться на карті).

1.3.3. УФ-діапазон

УФ-випромінювання Сонця та зорь практично повністю поглинається озоновим шаром атмосфери Землі, який знаходиться на висоті 30—35 км. Тому УФ-кванти можуть реєструватися лише у верхніх шарах атмосфери або за її межами (див. рис. 1.1). В УФ-діапазоні розрізняють декілька піддіапазонів (межі умовні): близький (NUV), $\lambda = 400\text{—}300\text{ нм}$, $(0,75\text{—}1) \times 10^{15}\text{ Гц}$; УФА (UVA), $\lambda = 400\text{—}315\text{ нм}$, $(0,75\text{—}0,952) \cdot 10^{15}\text{ Гц}$; середній (MUV), $\lambda = 300\text{—}200\text{ нм}$, $(1\text{—}1,5) \cdot 10^{15}\text{ Гц}$; УФВ (UVB), $\lambda = 315\text{—}280\text{ нм}$, $(0,952\text{—}1,07) \cdot 10^{15}\text{ Гц}$; далекий (FAV), $\lambda = 200\text{—}122\text{ нм}$, $(1,5\text{—}2,46) \cdot 10^{15}\text{ Гц}$; УФС (UVC) $\lambda = 280\text{—}100\text{ нм}$, $(1,07\text{—}$



3) $\cdot 10^{15}$ Гц; екстремальний (EUV, XUV), $\lambda = 121\text{—}10$ нм, $(2,48\text{—}30) \cdot 10^{15}$ Гц.

У далекому й екстремальному діапазонах (10—200 нм), які називають вакуумним діапазоном, також виділяють такі піддіапазони: крайній УФ (КУФ), $\lambda = 10\text{—}91,2$ нм, у якого нижня межа за довжиною хвилі є одночасно верхньою межею Х-діапазону, а верхня відповідає потенціалу іонізації атомарного водню, — так званій лайманівській границі; Х-ультрафіолет, $\lambda = 10\text{—}30$ нм; лайманівський УФ (ЛУФ), $\lambda = 91,2\text{—}121,6$ нм, у якого верхня межа відповідає потенціалу збудження лінії $\text{Ly}\alpha$ водню; далекий УФ (ДУФ), $\lambda = 91,2\text{—}200$ нм.

Для реєстрації Х-ультрафіолетового випромінювання використовують методи Х-астрономії, а в інших ділянках УФ-спектра — методи, аналогічні методам оптичної астрономії. Головна складність полягає в тому, що для УФ-діапазону важко підібрати прозорі матеріали і відбивні покриття дзеркал, у таких випадках застосовують, зокрема, кварц, фтористі з'єднання та іридій. Попріг обрізання атмосферою УФ-випромінювання космічних джерел знаходиться в межах 300—320 нм (точне значення залежить від стану озонового шару і вмісту інших молекул в атмосфері). Оскільки на довжинах хвиль 300—400 нм атмосфера прозора, то ефективними є наземні оптичні інструменти. Зокрема, астрофотометричні дослідження проводяться в смузі *U* (Ultraviolet). На коротших довжинах хвиль спостереження можливі тільки за допомогою поатмосферних приладів (Castro & Wamsteker, 2006; Castro, 2021). Під час спостережень в УФ об'єктів, що знаходяться поза Сонячною системою, і, тим більше, позагалактичних об'єктів потрібно враховувати поглинання пилом (середнє значення в Галактиці дорівнює приблизно 1^{m} на 1 кпк) і дуже сильне поглинання в КУФ нейтральним воднем. Міжзоряне середовище є практично непрозорим у КУФ на лінійних масштабах більше за 1 пк. Детальна картина розподілу нейтрального водню є досить складною; є кілька вікон, в яких міжзоряне середовище прозоре з огляду на високий ступінь іонізованості — так звані області опіків від спалахів наднових (Шустов и др., 2008). До 1992 р. не існувало докладної карти прозорості МЗС на довжинах хвиль до лайманівської границі, що на той час стало однією з обставин запуску космічної обсерваторії EUVE (США) (див. далі).

Істотна увага астрономів до УФ-області спектра зумовлена тим, що в цьому діапазоні знаходиться лінія Лайман-альфа — найяскравіша лінія найпоширенішого елемента у Всесвіті — водню (атомарного водню). На УФ-випромінювання природа поклала важливу місію — бути головним іонізатором розсіяної у Всесвіті речовини. Іонізована речовина висвічується і в оптичному діапазоні, і в радіодіапазоні. За результатами паралельних спостережень позагалактичних джерел і міжзоряного середовища в оптичному, радіо- та УФ-діапазонах можна дізнатися, де знаходяться джерела УФ-випромінювання, у тому числі нетеплові, а також виміряти їх потужність. В УФ-діапазоні більшу частину енергії випромінюють найгарячіші зорі з ефективними температурами понад 10 000 К. Найбільша УФ-світність притаманна активним ядрам галактик та квазарам, зокрема в розд. 5 йтиметься про галактики з УФ-надлишком.

Загалом, Всесвіт в УФ-діапазоні вивчено досить слабо, хоча значна частина спостережуваної матерії знаходиться в стані, який досить ефективно діагностується методами УФ-спектроскопії. Визначимо напрями перспективних досліджень, зважаючи на наявні електронні ресурси <http://www.astro.virginia.edu/class/oconnell/astr511/UV-astron-f01.html>, <https://znanie-sila.ru/lektory/space-lektory/vselennaya-v-ultrafiolete> (Панчук, Шустов, Юшкін, 2006; Шустов, 2013).

Неперервні УФ-спектри:

- гарячі зорі ($T > 10\,000\text{ К}$). Розподіл енергії в спектрах гарячих зорь досі ретельно досліджують. Такі зорі (особливо масивні: $M > 3\,M_{\odot}$) істотно визначають умови іонізації, дисоціації, хімічної еволюції і т. ін. у галактиках;
- холодніші зорі ($T < 8000\text{ К}$). У цих зорях УФ-ділянка спектра знаходиться у так званій вінівській області (п. 1.2.1), дуже чутливій до ефективної температури зорі (рис. 1.2, формула (1.15)). Це, зокрема, використовують, визначаючи точки повороту на головній послідовності для зоряних скупчень у галактиках;
- блакитний горб у спектрах активних ядер галактик, який може свідчити про наявність внутрішнього акреційного диска (див. розд. 4);
- джерела нетеплового випромінювання (п. 1.2.2), зокрема галактики з УФ-надлишком (Маркарян, 1963) або галактики та скупчення галактик, які взаємодіють (Gabici & Blasi, 2003).



Атомарні та молекулярні спектри. В УФ знаходиться безліч сильних (резонансних) переходів поширених хімічних елементів, таких як H, D, H₂, He, C, N, O, Mg, Si, S, Fe. УФ-спектроскопія надає унікальні можливості для досліджень у лініях Ly α -водню, дейтерію, лініях іонів OVI, CIV, NV, CIII, CIV, лайманівського стрибка в спектрах галактик на великих червоних зміщеннях. У діапазоні 300—400 нм важливого значення для діагностики астрофізичної плазми набувають результати спостережень ліній [OII] і [NeV] та балмерівського стрибка для визначення параметрів зоряних атмосфер (T , g). В УФ-діапазоні реєструються електронні переходи молекул H₂, CO, OH, CS, C₂ та ін., які найчастіше трапляються в міжзоряному середовищі, а також найсильніші смуги таких екзотично великих молекулярних комплексів, як поліароматичні вуглеводи. Отже, перспективними напрямками досліджень є такі:

- пік екстинкції на 217 нм є важливим індикатором властивостей міжзоряного пилу в галактиках;
- виокремлення гарячих компонент у таких холодних джерелах, як зоряні хромосфери, у гарячих зорях та активних ядрах еліптичних галактик;
- зони зореутворення та протопланетні диски, хімічна еволюція галактик, еволюція міжгалактичного середовища (реіонізація, збагачення металами), первинний вміст дейтерію як індикатор історії нуклеосинтеза у Всесвіті;
- можливість «стикування» спостережних методів оптичної астрономії та теоретичних моделей УФ-випромінювання для віддалених об'єктів. Внаслідок ефекту космологічного червоного зміщення z довжина хвилі випромінювання, що надходить від віддалених джерел, збільшується як $\lambda_{obs} = (1 + z) \lambda_{source}$. Підставляючи гранично можливу для наземних спостережень довжину хвилі УФ-випромінювання $\lambda_{obs} = 300$ нм і довжину хвилі лайманівської границі для водню $\lambda_{obs} = 91,2$ нм, отримуємо деяке порогове значення космологічного чинника $z \sim 2$. Це означає, що оптичні методи спостережень УФ-джерел є ефективними лише для досить далеких джерел ($z > 2$). Прикладами джерел є Лайман-альфа джерела поглинання (Ly α -absorbers), галактики з Лайман-альфа обрізанням (Lyman-break galaxies, LBG), активні ядра галактик і т. ін. Для лінії Ly α HeII цей поріг знаходиться ще далі ($z > 9$). При цьому вивчення багатьох зазначених вище об'єктів і

процесів, що протікають з емісією або поглинанням УФ-випромінювання в ближньому Всесвіті ($z < 2$), є можливим тільки за допомогою методів УФ-астрономії.

Важливими є огляди неба в УФ-діапазоні, виконані за допомогою наземних і космічних телескопів (див., зокрема, MacEwen & Breckinridge, 2009).

У другій половині ХХ ст. у Бюраканській астрофізичній обсерваторії ім. В.А. Амбарцумяна (Вірменія) за допомогою шмідтівського телескопа виконано найбільші на той час фотографічні спектральні дослідження об'єктів північного неба з метою пошуку галактик із надлишком УФ-випромінювання: FBS (*First Byurakan Survey*) або Markarian Survey (1965—1980), 17 000 град² (Markarian et al., 1989) та його продовження SBS (*Second Byurakan Survey*) (1978—1991), 965 град², близько 3 млн спектрів із низькою дисперсією (Markaryan et al., 1983; Stepanian, 2005). Довжина спектрів об'єктів з $13^m < B < 16,5^m$ на фотографічних пластинках становила ~ 1 мм, кожна пластинка FBS містила низькодисперсні спектри близько 15 000—20 000 об'єктів, загалом у всьому дослідженні нараховується близько 20 млн об'єктів (Nesci et al., 2009). На сьогодні всі пластинки Першого Бюраканського огляду оцифровано, а результати *The Digitized First Byurakan Survey* (DFBS) подано на вебсайті Вірменської ВО (<https://www.aras.am/Dfbs/dfbs.html>).

Орбітальна космічна обсерваторія ОАО-2 (Orbital Astronomical Observatory) вперше надала можливість провести систематичну УФ-фотометрію та спектрофотометрію яскравих зорь, кулястих скупчень і близьких галактик. Незважаючи на низьку спектральну розрізненість R за рахунок більшого часу експозиції стали доступними набагато слабші об'єкти. Два сканувальних спектрометри з ефективною апертурою 16×16 см забезпечили спостереження зорь до 7^m із $R = 100$ —200 у діапазоні 100—400 нм, а точність супроводу об'єкта була досить високою і становила $1''$ (Code, 1970). Супутник TD-1 виконав спектрофотометричний огляд у діапазоні 135—255 нм на всьому небі об'єктів, яскравіших за 9 — 10^m при $R = 1400$ (Borsenberg et al., 1973), а супутник ANS (The Astronomical Netherlands Satellite) — спостереження різних космічних об'єктів, зокрема галактик (van Duinen et al., 1975).

Декілька оглядів неба в УФ-діапазоні виконані з використанням телескопів, встановлених на пілотованих космічних апа-



ратах. Зокрема, в 1973 р. з борту *КА «Союз-13»* космонавти П. Климук і В. Лебедєв провели фотографічні спостереження зорь до 13^м у діапазоні 200—380 нм. У 1990-х роках на американських кораблях-шаттлах виконано декілька УФ-експериментів: ASTRO (1990, 1995) з 90-сантиметровим телескопом HUT, головне параболічне дзеркало якого покрито карбідом кремнію, оснащений роуландівським спектрометром, $R \sim 400$, у діапазоні 82—185 нм (Стечер та ін., 1997); ASTRO-1 у діапазоні 42—92 нм, детектор — мікроканальна пластина, сполучена з низкою фотодіодів, це дало змогу отримувати спектри слабких джерел до 16^м (Davidsen et al., 1992); 1-метровим телескопом ORPHEUS із УФ-спектрографом проведено спостереження (1993, 1996) з борту платформи ASTRO-SPAS (Barnstedt et al., 1999). Принципи побудови УФ-спектрометра і, особливо, приймальної частини, відпрацьовані в цій місії, виявилися настільки вдалим, що стали основою спектрографа, розробленого для орбітальної обсерваторії ВКО-УФ (*WSO-UV, Worlds Space Observatory UV*), запланованої до запуску. Серед інших орбітальних УФ-досліджень кінця XX ст. варто згадати огляд, проведений на борту космічної станції «Skylab» (Henize et al., 1975). Телескоп FOCA на балонному носії вперше дав можливість побудувати функцію світності в далекому УФ для галактик Місцевого Всесвіту (Treyer et al., 1998).

Уперше орбітальний УФ телескоп-рефлектор з діаметром дзеркала 80 см та спеціальний УФ-спектрометр з роздільною здатністю до 0,003 нм було встановлено на американсько-європейському супутнику ОАО-3 (1972—1981; пізніше до 500-річчя від дня народження Н. Коперника, названого на його честь). Телескоп оснащений роуландівським дифракційним спектрографом з $R = 30\,000$ на 120 нм, його точність супроводу об'єкта менша ніж 0,1", яка упродовж декількох хвилин дозволяла досягти точності електрофотометрії, обмежена статистикою фотонів. Сканування здійснювалося в діапазоні 95—300 нм за допомогою чотирьох ФЕП, а на реєстрацію інтервалу довжиною 30 нм витрачалося близько тижня.

УФ-супутник *IUE (International Ultraviolet Explorer)* вважається одним з найвдаліших космічних проєктів (рис. 1.10). На орбіту його було виведено в січні 1978 р., а завершив він роботу в 1996 р. На ньому було встановлено дзеркальний УФ-телескоп, виготовлений з берилію, з діаметром дзеркала 45 см, а також два

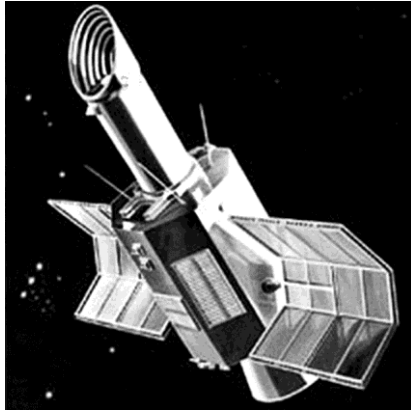


Рис. 1.10. УФ-супутник International Ultraviolet Explorer

спектрометри (діапазони 115—200 і 185—330 нм). Корекція фокусування відбувалася за рахунок теплових змін форми дзеркала, для цього на тильній поверхні дзеркала встановлювалися нагрівники. Спостерігалися різноманітні об'єкти від комет та планет до далеких галактик та квазарів. IUE відкрив епоху застосування панорамних приймачів для позаатмосферної УФ-спектроскопії. Це перший супутник, який дав змогу побудувати УФ-зображення об'єктів (Kondo et al., 1987) та отримати 104 тис.

УФ-спектрів для об'єктів від -2 до 15^m . Поряд з іншими результатами ця місія сприяла розробці так званої синтетичної моделі зоряної популяції в УФ.

The Extreme Ultraviolet Explorer (EUVE) — космічний телескоп для досліджень у короткохвильовому діапазоні (7—76 нм) — діяв від 07.07.1992 р. до 31.01.2001 р. На ньому було встановлено 4 телескопи: три сканувальні телескопи, призначені для проведення огляду в КУФ-діапазоні, і один (четвертий) — для проведення спектральних спостережень окремих джерел і глибокого огляду в окремих ділянках неба. За результатами спостережень з EUVE зареєстровано 801 джерело УФ-випромінювання. При цьому з'ясувалося, що кількість джерел у ділянці 40—70 нм є дуже малою. Це свідчить не про брак джерел КУФ випромінювання, а про високу непрозорість міжзоряного середовища. На довжинах хвиль до 30 нм міжзоряне середовище є прозорішим, оскільки в КУФ-ділянці поглинання суттєвіше спадає зі зменшенням довжини хвилі, як і λ^3 та кількість виявлених джерел, що і впливає з теорії. Ці результати пояснюють, зокрема, той факт, що на відміну від фізики Сонця, де спостереження в КУФ дають найважливішу інформацію, перспективи оглядів неба в КУФ розглядаються стримано принаймні до побудови дуже великих космічних телескопів цього спектрального діапазону. Отже, успішний з технічної точки зору EUVE-проект виявився не таким успішним із наукового погляду (Шустов и др., 2008).



У березні 1983 р. запустили радянський УФ-супутник «*Астрон*». Передбачалося, що на орбіті він перебуватиме один рік. Але він працював до червня 1989 р., суттєво перевищивши термін дії. УФ-спостереження проводилися телескопом «Спіка» з діаметром дзеркала 80 см та з використанням УФ-спектрометра. За допомогою спектрографа, зібраного за схемою кола Роуланда, можна проводити спостереження з високою (0,04 нм) і низькою (3 нм) спектральною роздільною здатністю. У спектрометрі як детектори три ФЕП, які перекривали спектральний інтервал 110—350 нм, застосовували увігнуту тороїдальну дифракційну ґратку. Цікавою особливістю обсерваторії була вперше використана система стабілізації зображення: вторинне дзеркало телескопа могло коливатися навколо деякої точки, при цьому компенсувалися невеликі зсуви зображення на фокальній поверхні. Такий підхід давав змогу справлятися з особливо важко компенсованими високочастотними коливаннями. За допомогою «Астрон» отримано дані про хімічний склад зорь, комету Галлея, наднові зорі (зокрема, над нової 1987А у Великій Магелановій Хмарі) та інші об'єкти.

На *Космічному телескопі Габбла (HST)* встановлено спектрограф STIS (Space Telescope Imaging Spectrograph), смуга чутливості якого займає спектральну ділянку від жорсткого УФ-випромінювання (115 нм) до ІЧ-діапазону (10 мкм). Спочатку 2,4-метровий телескоп HST було оснащено спектрографом GHRS (Goddard High Resolution Spectrograph, 1990—1997 рр.), спектральна роздільна здатність R становила 80 000, 25 000 і 2000. Переваги сучасних двовимірних (панорамних) світлоприймачів повністю реалізовано саме в процесі створення спектрографа STIS, що замінив GHRS. Системи сканування GHRS замінено фіксованими положеннями змінних елементів у STIS, використовувалися ешелі як середньої ($R = 30\,000\text{—}45\,000$), так і високої ($R = 110\,000$) роздільної здатності. Приймачами є матриця ПЗЗ у діапазоні 200—1100 нм і дві системи на мікроканальних пластинах та системи зчитування MAMA (Multi Anode Multi Array). У 2009 р. було встановлено спектрограф Cosmic Origins (COS) як доповнення до STIS під час ремонту. Його використовували для УФ-спектроскопії слабких точкових джерел у діапазоні 90—320 нм з $R \approx 1550\text{—}24\,000$.

У 1999 р. запущено *The Far Ultraviolet Spectroscopic Explorer (FUSE)* телескоп NASA з метою дослідити Всесвіт за допомогою

методики спектроскопії з високою роздільною здатністю (17 000) у далекій УФ спектральній області (<http://fuse.pha.jhu.edu>). Чотири телескопи (позавісний параболоїд 35×40 см з покриттям для двох телескопів — карбід кремнію, а для інших двох — алюміній і LiF) оснащено спектрографами за схемою кола Роуланда. Диспергувальними елементами є голографічні дифракційні ґратки з компенсованою сферичною аберацією. Детектори, як це й характерно для сучасних УФ-телескопів, містять мікроканальні пластини. За вісім років роботи FUSE здійснив понад 6000 спостережень для майже 3000 окремих джерел. Усі архівовані дані є загальнодоступними і більше не потребують реєстрації з боку користувачів. Астрономи використовують FUSE для досліджень широкого класу типів об'єктів — від планет і комет у Сонячній системі до гарячих і холодних зорь у Галактиці, найближчих та віддалених галактик і квазарів. Найуспішнішими були результати щодо досліджень фізичних умов міжзор'яного та міжгалактичного середовища.

The Galaxy Evolution Explorer (GALEX) — космічний телескоп, що від 28.04.2003 р. досліджував галактики в УФ-діапазоні. У 2006 р. NASA рекомендувала продовжити період роботи телескопа (<http://www.galex.caltech.edu/>, <http://galex.stsci.edu/GR6/>): він працював до початку 2013 р. Телескоп мав велике поле зору $1,2^\circ$ та був обладнаний двома параболічними дзеркалами з металевого сплаву: первинне 50 см і вторинне 22 см із оптичною системою Річі—Кретьєна. Робочий діапазон, який перекривав довжини хвиль 135—280 нм, досліджувався за допомогою двох спектрометрів. На підставі отриманих обсерваторією GALEX даних, було побудовано кілька спеціалізованих оглядів неба: атлас зображень усього неба, який включає в себе «близький» атлас у двох смугах (135—175 нм та 175—275 нм) до $m_{AB} \sim 20,5$, «середній» атлас частини неба (1000 град^2) до $m_{AB} \sim 23$ та «глибокий» атлас (100 град^2) до $m_{AB} \sim 25$, а також атлас близьких галактик. Проводилися також спектроскопічні огляди неба різних глибини та покриття. До відкриттів обсерваторії належить виявлення газового хвоста від зорі Міра Кита довжиною майже 4 пк. Загалом база даних огляду GALEX AIS містить інформацію про 65 266 291 джерело, а огляду GALEX MIS — 12 597 912 джерел. У діапазонах FUV 1528°A та NUV 2271°A отримано дані про ~ 78 млн джерел на всьому небі до $20,8^m$ для AIS і $22,7^m$ для MIS (Catinella et al., 2010; Bianchi et al., 2011).



Всесвітня космічна УФ-обсерваторія *World Space Observatory Ultraviolet (WSO-UV, ВКО-УФ)*, яка розробляється з 1990-х років (перша назва «Спектр-УФ»), планується до запуску в найближчі роки (попередньо — 2025 р.). Вибір параметрів телескопа (апертура 170 см) зумовлений вимогами досягнення кутової роздільної здатності $0,1''$ та максимальної ефективної площі в робочому діапазоні довжин хвиль 110—350 нм (Shustov et al., 2021). Нагадаємо, що ефективна площа залежить від довжини хвилі та визначається як добуток геометричної площі збиральної поверхні на коефіцієнт пропускання оптичного тракту на заданій довжині хвилі. Обсерваторія має містити блок незалежних спектрографів, що знаходяться в одному корпусі: два ешельних спектрографа з високою роздільною здатністю ($R = 50\,000$); вакуумний УФ ешельний спектрограф для діапазону 115—176 нм; УФ ешельний спектрограф для діапазону 174—310 нм, а також спектрограф з довгою щільною для отримання спектрів низької роздільної здатності ($R = 1000$) точкових і протяжних об'єктів у діапазоні 115—310 нм. Блок камер поля ISIS (Imaging and Slitless Spectroscopy Instrument for Surveys) призначено для отримання прямих зображень ділянок неба в діапазонах 115—175 нм і 185—320 нм. Основні дослідження стосуватимуться визначення вмісту баріонів у дифузійній компоненті Всесвіту (зокрема, в лінії HeII Ly α -лісу в діапазоні $2,1 < z < 2,9$), хімічної еволюції міжгалактичного середовища, астрохімії джерел УФ-випромінювання в Галактиці та джерел на червоних зміщеннях $z \sim 1\text{--}1,5$, де починається зменшення глобальної швидкості зореутворення; фізики акреційних процесів у зорях і в галактичних ядрах тощо.

За допомогою орбітального *Космічного телескопа Джеймса Вебба (James Webb Space Telescope, JWST)*, названого на честь керівника НАСА Дж. Вебба) планується продовжити огляд джерел УФ-випромінювання до червоних зміщень $z = 5\text{--}20$, зокрема, досягаючи епохи першої генерації зорь ($z \sim 20$) у Всесвіті. Спостереження будуть

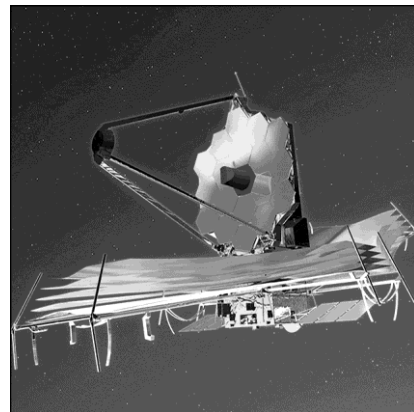


Рис. 1.11. Космічний телескоп Джеймса Вебба (JWST) — орбітальна ІЧ-обсерваторія

проводитися в діапазоні від довгохвильового видимого світла до середнього інфрачервоного (0,6—28,3 мкм). Головне дзеркало телескопа сконструйовано з 18 гексагональних дзеркальних елементів діаметром 1,32 м, які виготовлено з берилію та вкрито тонким шаром золота (рис. 1.11). У складеному варіанті діаметр дзеркала становить 6,5 м. Для спостережень у ІЧ-діапазоні телескоп має працювати за дуже низьких температур, тому його обладнано сонцезахисним екраном, а виведено на орбіту його буде поблизу точки Лагранжа L2 системи Земля—Сонце на відстані 1,5 млн км від Землі.

1.3.4. ІЧ-діапазон

Спектральна область інфрачервоної астрономії включає в себе діапазон від 0,8 мкм (червона межа видимого спектра) до 1 мм (умовна межа розділу з радіодіапазоном). Її підрозділяють на три піддіапазони: ближню ІЧ-область (NIR — від 0,8 до 5 мкм), середню (MIR — від 5 до 35 мкм) та далеку (FIR — до 1 мм). Діапазон від 0,1 до 1 мм часто називають субміліметровим.

У ІЧ-область попадає максимум теплового випромінювання (п. 1.2.1) порівняно холодних небесних тіл з температурою від 3 до 2000—3000 К, зокрема зорь пізніх спектральних класів та пилових оболонок, що їх оточують; зорь на початковій стадії зорутворення, що занурені у протозоряні газопилові хмари; міжзоряних пилу та газу; планет та малих тіл Сонячної системи. У довгохвильовій ділянці ІЧ-спектра (субміліметровому діапазоні) міститься головна частина реліктового космологічного випромінювання. Як і в інших частотних діапазонах, у ІЧ-області спостерігаються й нетеплові джерела випромінювання, зумовлені переважно релятивістськими електронами. Нагадуємо, що для оцінювання максимуму теплового випромінювання використовують закон Віна: $\lambda_{\max} \text{ мкм} \approx 3000 / (TK)$ (для Сонця $T = 5700 \text{ К}$ і $\lambda_{\max} \approx 0,5 \text{ мкм}$).

ІЧ-випромінювання від Сонця виявив Вільям Гершель, коли в 1800 р. вирішив перевірити, чи однаково гріють промені видимого спектра. Він розклав пучок сонячного світла призмою та розташував уздовж веселкової смужки термометри. Один з них було розміщено за межею червоного світла. З'ясувалося, що цей термометр, на який видиме світло не потрапляло, також нагрі-



вався. Гершель дійшов висновку, що на нього попадає невидиме сонячне випромінювання, яке він назвав інфрачервоним.

Початком ІЧ-астрономії вважають кінець 1960-х років, коли Дж. Нойгебауер та Р. Лейтон (США) виконали огляд північного неба на довжині хвилі 2,2 мкм (Нойгебауер і Лейтон, 1969; Нойгебауер і Лейтон, 1968). Вони виявили клас об'єктів, які в ІЧ-діапазоні мали надлишок випромінювання, тобто випромінювали більш ніж можна було очікувати, екстраполюючи в ІЧ-область видиму частину спектра (холодні ІЧ-зорі). Також вони знайшли ІЧ-джерело в центрі Галактики, оцінили, що його діаметр не перевищує 0,1 пк, та звернули увагу, що воно не може бути скупченням зорь, таких як наше Сонце. Дослідження на довжинах хвиль понад 4 мкм стали можливими внаслідок розробки на початку 1960-х років германієвого болометра, який охолоджувався рідким гелієм.

Джерела космічного ІЧ-випромінювання. Основний механізм генерації галактичного ІЧ-випромінювання — тепловий, а головна випромінювальна субстанція — міжзоряний або навколосоряний пил. Пил нагрівається УФ- або оптичним випромінюванням близьких зорь. Умова теплового балансу між жорсткішим випромінюванням, що поглинається, та між ІЧ власним випромінюванням пилу визначає температуру, яка встановлюється в пиловому середовищі. Зрозуміло, що збільшення здатності поглинання пилом та/або зменшення його випромінювальної здатності призводить до підвищення температури пилу і навпаки. На віддалі від гарячих зорь температура пилу визначається загальним полем випромінювання зорь Галактики. Газопилові хмари можуть нагріватися за рахунок виділення гравітаційної енергії у ході стиснення хмар. Охолодження пилу в зовнішніх шарах хмар може відбуватися через передавання кінетичної енергії молекулам газу під час їх зіткнення з частинками пилу.

Окрім теплового випромінювання пилу, спостерігається випромінювання газу в лініях, зумовлених тонкою структурою рівнів енергії атомів. Наприклад, СІ випромінює на довжині хвилі 157 мкм, ОІ — 63 мкм, ОІІ — 88 мкм, NeII — 12,8 мкм. На ІЧ-діапазон припадають також переходи між оберально-коливальними та чисто оберальними лініями молекул CO, NH₃, OH, SiO, H₂ та ін.

Приймачі ІЧ-випромінювання. На ІЧ-діапазон припадає достатньо «порізаний» спектр пропускання атмосфери (див. рис. 1.1).

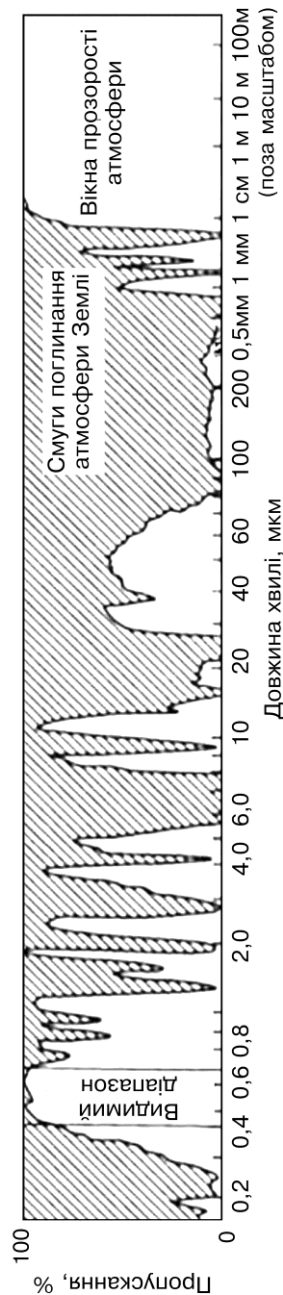


Рис. 1.12. Вікна прозорості та смуги поглинання Землі в ІЧ-діапазоні

Наземні спостереження проводяться у вікнах прозорості атмосфери, де фотометричні смуги вибираються відповідно до вікон прозорості (рис. 1.12).

У ближньому та середньому ІЧ-діапазонах використовують фотометричні смуги (табл. 1.3). Як бачимо, І- та J-смуги попадають у «велике вікно прозорості» — 0,3—1,3 мкм (разом із видимим діапазоном), Н-смуга — у вікно 1,5—1,8 мкм, К-смуга — у вікно 2,0—2,6 мкм, L-смуга — у вікно 3,1—4,0 мкм, М-смуга — у вікно 4,4—5,3 мкм, N-смуга — у вікно 10—15 мкм. Інфрарчервоні зоряні величини пов'язані з потоками випромінювання формують

$$m_i = m_{0,i} - 2,5 \lg(F_i / F_{0,i}) . \quad (1.23)$$

Потоки $S_{0,i}(\lambda)$ як функції довжини хвилі, що відповідають нульовим зоряним величинам ($m_{0,i} = 0$) подано в останньому стовпчику табл. 1.3.

Наземні спостереження проводяться як за допомогою звичайних оптичних телескопів, так і спеціальних ІЧ-телескопів. Під час спостережень у ІЧ-діапазоні доводиться враховувати власне випромінювання атмосфери та телескопа, яке часто є набагато потужнішим, ніж випромінювання джерела. Для віднімання фонового випромінювання зазвичай використовують метод просторової модуляції, коли сигнал, що реєструється, є різницею між потужностями випромінювання в заданому напрям-



Таблиця 1.3. Система ІЧ фотометричних смуг

Фотометрична смуга	Межі смуги, мкм		Ефективна довжина хвилі λ_0 , мкм	$S_{0, \lambda}$, Вт/(см ² · мкм)
	λ_1	λ_2		
I	—	—	0,806	—
J	—	—	1,22	—
H	1,45	1,8	1,63	—
K	1,9	2,5	2,22	$4,14 \cdot 10^{-14}$
L	3,05	4,1	3,6	$6,38 \cdot 10^{-15}$
M	4,5	5,5	5,0	$1,82 \cdot 10^{-16}$
N	7,9	13,2	10,6	$9,7 \cdot 10^{-17}$
Q	17	28	21	$6,5 \cdot 10^{-18}$
Z	—	—	36	$8,8 \cdot 10^{-19}$

ку та у напрямку на сусідню ділянку неба. Спеціалізовані телескопи мають здебільшого менше власне випромінювання.

За пристрої, що збирають промені у ІЧ-телескопах, використовують звичайні увігнуті дзеркала, як і під час оптичних спостережень. При цьому внаслідок більшої довжини хвилі вимоги до точності опрацювання поверхні дзеркала не такі жорсткі, тому виготовлення ІЧ-рефлекторів з діаметрами дзеркал 2—4 м не є особливо проблемним. Спеціальні телескопи раніше встановлювали на стратостатах і навіть на висотних літаках, а нині високо в горах. Це дає змогу проводити спостереження практично в усьому ІЧ-діапазоні, за винятком ділянок спектра, близьких до найсильніших ліній поглинання земної атмосфери. Наприклад, на горі Мауна-Кеа (Гавайські острови) на висоті ~4200 м над рівнем моря встановлено декілька спеціалізованих ІЧ-телескопів, або таких, що можуть працювати в ІЧ- та оптичному діапазонах (див. п. 1.3.7 про найбільші наземні телескопи оптичного діапазону). Серед таких телескопів — **UKIRT (The 3,8m United Kingdom Infra-Red Telescope)** — 3,8-метровий Британський інфрачервоний телескоп є найбільшим телескопом у світі, який спеціалізується винятково на спостереженнях в ІЧ-діапазоні від 1 до 30 мкм. Якість зображення в ІЧ-ділянці спектра значно краща, ніж у видимій, тому зображення на UKIRT на довжині хвилі 2 мкм порівнянні з ІЧ-знімками Космічного телескопа Габбла. Телескоп збудовано на Гаваях поблизу вершини Мауна-Кеа на висоті 4194 м над рівнем моря. Він належить Об'єднаному Астрономічному Центрові the Joint Astronomy Centre (JAC), що об'єднує те-

лескопи UKIRT і найбільший субміліметровий радіотелескоп JCMT (James Clerk Maxwell Telescope). Перше світло на телескопі UKIRT отримано 23.08.2001 р.

Короткохвильове ІЧ-випромінювання на довжинах хвиль, менших за 1,2 мкм, реєструється за допомогою спеціальних фотоемульсій та фотопомножувачів. До 5,5 мкм ефективним є так званий фотовольтаїчний приймач зі сплаву індію та сурми, охолоджуваний рідким азотом до температури 78 К. У діапазоні більших довжин хвиль використовуються германієві або складені болометри, що охолоджуються до температури рідкого гелію 1,5 К. Набули застосування також охолоджені фоторезистори. Зазвичай охолоджують не тільки сам приймач, а й фільтри і діафрагми, що обмежують потік випромінювання, та інше обладнання.

Застосування ПЗЗ-матриць замість фотоемульсій спричинило нову революцію як у якісному, так і кількісному накопиченні астроінформаційного ресурсу. Найперше це дало змогу виключити оцифрування зображень із процесу збору великих даних і значно скоротити період між спостереженнями та створенням кінцевого продукту. Прикладом цього є огляд Two Micron All Sky Survey (2MASS), для виконання якого достатньо було лише 4 роки (1997—2001), щоб зібрати 25,4 Тб необроблених даних зображень, які охоплюють 99,998 % небесної сфери в ближній інфрачервоній смузі електромагнітного спектра.

2MASS — один із найвідоміших цифрових оглядів неба, який став результатом спільних зусиль University of Massachusetts та the California Institute of Technology's Infrared Processing and Analysis Center (<http://www.ipac.caltech.edu/2mass/>). 2MASS огляд спрямований на суто фотометричні дослідження, в ньому зображення всього неба були побудовані за допомогою трьох інфрачервоних фільтрів J (1,24 мкм), H (1,66 мкм) та K_s (2,16 мкм). Спостереження проводили на двох однакових повністю автоматизованих 1,3-метрових телескопах (в Арізоні (США) та Чилі). Кожен з телескопів обладнано триканальною камерою, яка давала змогу одночасно спостерігати за небом за допомогою матриць 256×256 інфрачервоних детекторів (розмір одного елемента дорівнює $2''$). Фотометрична похибка отриманих показників кольору $\leq 0,03^m$, астрометрична точність ~ 100 мас. 2MASS All-Sky Data Release містить 4,1 млн зображень у FITS-форматі (первинні, «сірі», дані спостережень), що охоплюють все небо, та список



~471 млн точкових джерел, що увійшли до *Point Source Catalog*. Зображення будь-якої області неба в J , H та K_s фільтрах доступне на кількох сайтах (зокрема, <http://irsa.ipac.caltech.edu/>).

На основі 2MASS складено LGC атлас (*Large Galaxy Atlas*), що містить ~600 яскравих галактик, та каталог XSC (*eXtended Source Catalog*), що містить ~1,6 млн об'єктів з кутовими розмірами понад $10''$ — $15''$ (Jarret et al., 2000; Skrutskie et al., 2006). Переважна більшість таких об'єктів — це галактики, інші — області іонізованого водню НІІ, зоряні скупчення, планетарні туманності та інші. Граничні значення для протяжних об'єктів у каталозі XSC становлять $13,5''$ (2,9 мЯн) та $15,0''$ (1,6 мЯн) у діапазонах фільтрів відповідно K_s і J . У *DEep Near Infrared Survey* (DENIS) наведено дані про фотометрію в IJK_s -смугах для понад 355 млн об'єктів, що охоплюють $16\,700$ град² південного неба до $18,5''$ у I -, $16,5''$ у J - та $14,0''$ в K_s -фільтрах (DENIS Consortium 2005).

2MASS використовується для розробки інших каталогів, наприклад 2MFGC (*The 2MASS-selected Flat Galaxy Catalog*) (Mitronova et al., 2004) та 2MIG (*Catalog of near-Infrared Isolated Galaxies*) (Karachentseva et al., 2010). На рис. 1.13 подано мозаїкову картографію центральної частини Галактики, побудовану за даними 2MASS, яка надає інформацію про «зону уникання» Галак-

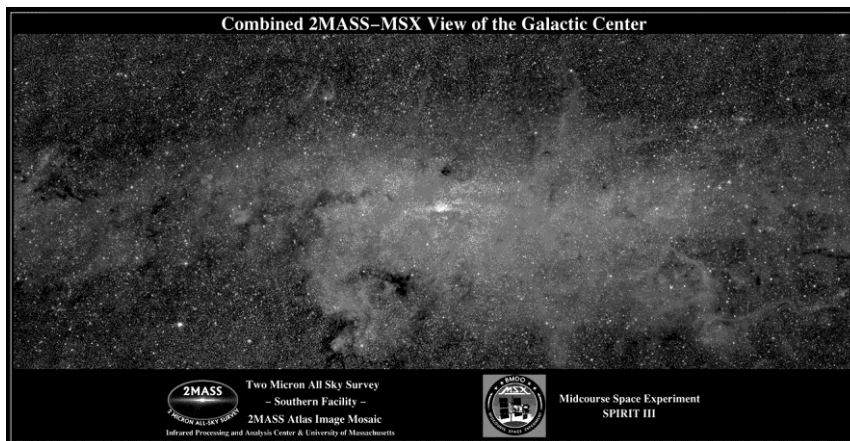


Рис. 1.13. Мозаїкова ілюстрація центральної частини Галактики, складена за даними оглядів 2MASS і MSX, яка надає інформацію про «зону уникання» Галактики (відкритий доступ, https://old.ipac.caltech.edu/2mass/gallery/2mass_msx_gcatlas.jpg)

тики (Zone of Avoidance), поглинання пиловим середовищем якої закриває від земного спостерігача в оптичному діапазоні близько 20 % просторового розподілу галактик у Всесвіті.

Спеціалізовані супутники. З настанням космічної ери ІЧ-телескопи почали розміщувати на штучних супутниках Землі. Це дало змогу суттєво знизити рівень фону, особливо використовуючи криогенне охолодження апаратури.

Створення космічних обсерваторій в ІЧ-діапазоні розпочалося в 1980-х роках. Першу з них — супутник *Infrared Astronomical Satellite (IRAS)* — було запущено 25.01.1983 р.; він пропрацював на орбіті 10 місяців до закінчення запасу рідкого гелію для охолодження. Супутник IRAS був обладнаний дзеркалом конструкції Річі—Кретьєна діаметром 57 см. Через специфіку своєї орбіти супутник обмінювався інформацією із Землею два рази за добу. Спостереження велися у діапазоні довжин хвиль від 8 до 120 мкм у чотирьох фільтрах, центрованих на 12, 25, 60 і 100 мкм. Результати спостережень на супутнику IRAS вперше уможливили комплексне вивчення випромінювання космічних об'єктів, зокрема галактик, у середньому та далекому ІЧ-діапазонах. Гранична чутливість на 12, 25, 60 мкм — 0,5 Ян, на 100 мкм — 1,5 Ян. Поглинання в Галактиці не перевищувало 1 % у 25, 60 та 100 мкм смугах та декількох відсотків на 12 мкм. За час роботи супутник шість разів оглянув все небо та виявив понад 250 000 джерел ІЧ-випромінювання (Beichman et al., 1988), багато з яких досі не ототожнено. До визначених джерел належать звичайні зорі, галактики з областями зореутворення та об'єкти центральної частини Галактики, а також виявлені астероїди та комети. Каталоги IRAS PSC (*InfraRed Astronomical Satellite Point Source Catalog*) та IRAS FSC (*Faint Source Catalog*) містять відповідно положення та потоки в лініях 12 мкм та 25 мкм для 245 889 ІЧ-джерел та 173 044 ІЧ-джерел (Moshir et al., 1990; див. також спільний каталог IRAS із 345 162 джерел, поданий в праці Abrahamyan et al., 2015). Є й інші каталоги IRAS: IRAS SSSC (Helou, Walker, 1985) та *Catalogue of Infrared Observations* (Gezari et al., 1987); *AKARI-IRC Point Source Catalogue* містить дані про точні положення для 870 973 джерел у всьому небі (Ishihara et al., 2010). *Wide-field Infrared Survey Explorer (WISE)* включає в себе дані про точні положення 563 921 584 джерел на всьому небі в діапазонах 3,4 мкм (чутливість 80 мк Ян), 4,6 мкм (110 мк Ян), 12 мкм (1 м Ян), 22 мкм (6 м Ян) (Cutri et al., 2012).



У листопаді 1995 р. ESA запустила супутник *ISO (Infrared Space Observatory)* як продовження місії IRAS. Телескоп ISO мав дзеркало такого самого діаметра, як і IRAS, але чутливіші детектори, у нього була краща роздільна здатність (у IRAS роздільна здатність близька до роздільної здатності неозброєного ока) та працював у ширшому діапазоні довжин хвиль 2,5—240 мкм. Спектральна роздільна здатність доходила до 10 км/с. Його було обладнано чотирма інструментами — одна камера для знімків (2,5—17 мкм), два спектрометри (2,5—45 мкм, 45—196,8 мкм) та фотополариметр (2,5—240 мкм). Оскільки чутливість було збільшено приблизно до 200 мкм порівняно з IRAS, то й виявлено у десять разів більше холодних хмар. Перші вимірювання проведено в лінії 28,1 мкм обертового переходу молекули водню, що важливо для вивчення розподілу молекулярного водню — холодного газу поблизу ділянок зореутворення. Працював ISO на орбіті 29 місяців.

На *Космічному телескопі Габбла* поряд з іншими приймачами випромінювання знаходилася камера NICMOS (Near Infrared Camera and Multi-Object Spectrometer, камера ближнього ІЧ-діапазона та багатооб'єктний спектрометр), яка давала зображення у близькому ІЧ-діапазоні 0,8—2,4 мкм. Цю камеру було встановлено в 1997 р. під час ремонтної місії, а знято з телескопа в 2009 р. Детектор обладнано дьюаром із замороженим твердим азотом. Серед досліджених об'єктів — активні галактичні ядра, найближчі радіогалактика Centaurus A та галактика із зореутворенням Arp 220.

The Spitzer Space Telescope (SST; раніше — Space Infrared Telescope Facility (SIRTF)) запустили в 2003 р. і назвали на честь відомого дослідника Лаймана Спітцера. Діаметр дзеркала обсерваторії дорівнює 85 см, а працює вона в діапазоні 3—180 мкм. Дзеркало розміщене в прямому фокусі, прилади та вузли охолоджували до температури 5,5 К. Цей орбітальний телескоп — останній з чотирьох космічних телескопів у програмі NASA's Great Observatories (the Hubble Space Telescope (1990), the Compton Gamma Ray Observatory (1991), the Chandra X-ray Observatory (1999)). SST має Infrared Array Camera (IRAC), Infrared Spectrograph (IRS), Multiband Imaging Photometer for Spitzer (MIPS). Після закінчення запасу рідкого гелію всередині 2009 р. телескоп залишився працювати у «теплого» режимі, коли спостереження проводяться лише в двох найкоротших хвилях 3,6 мкм і 4,5 мкм

камери IRAC. *Galactic Legacy Infrared Mid-Plane Survey Extraordinaire (GLIMPSE)* — це дослідження ~444 000 зображень, що охоплюють 300 град² Галактики, знятих на чотирьох довжинах хвилі за допомогою SST IRAC. Мета *MIPSGAL* є аналогічною та охоплює 278° диска Галактики за більшої довжини хвилі.

Дуже продуктивним у сенсі створення оглядів неба та відкриття комет і астероїдів є невеликий космічний телескоп *WISE (Wide-field Infrared Survey Explorer)* — ширококутний інфрачервоний оглядовий дослідник). Це інфрачервоний орбітальний телескоп NASA, запуск якого відбувся 14.12.2009 р. На борту WISE є дзеркало діаметром всього 40 см та детектори, чутливі до хвиль довжиною 3,4—22 мкм (фільтри на 3,4 мкм, 4,6 мкм, 12 та 22 мкм). Початкова стадія місії обмежувалася водневим холодоагентом телескопа, але додаткова посткриюгенна місія триває й нині (станом на середину 2019 р.). Унаслідок високої чутливості та особливостей спостережень WISE відкрив перші коричневі карлики типу Y та троянські астероїди Землі. Незважаючи на менший розмір дзеркала його роздільна здатність в десятки разів краща за досягнуту телескопом IRAS лише завдяки набагато досконалішим детекторам.

The Herschel Space Observatory — космічна обсерваторія ESA. Працювала з 2009 до 2013 р. (до закінчення запасу рідкого гелію, який охолоджував апаратуру до температури 2 K) та мала найбільший інфрачервоний телескоп, який коли-небудь запускався, з 3,5-метровим дзеркалом та інструментами, чутливими до дальньої смуги інфрачервоних та субміліметрових хвиль (55—672 мкм). Herschel — четверта та остання місія програми Horizon-2000, після SOHO/Cluster II, XMM-Newton та Rosetta. NASA була партнером місії Herschel. На борту було три інструменти — один спектрометр та дві камери. З огляду на високу спектральну роздільну здатність телескоп допоміг зрозуміти природу ІЧ фонового випромінювання, відкрити низку особливостей процесів зореутворення як у нашій Галактиці, так і в епоху раннього Всесвіту, дослідити особливості води в протопланетних дисках молодих зорь та комет. Спостережні дані архівуються в NASA Herschel Science Center (NHSC), Infrared Processing and Analysis Center, а також у Herschel Data Search в *Infrared Science Archive*.

До найвизначніших досягнень ІЧ космічних місій належать такі: дослідження центру Галактики, а саме руху зорь навколо центрального компактного об'єкта, стало майже 100 % свідчен-



ням існування надмасивної чорної діри у центрі Галактики; виявлено протозорі — яскраві ІЧ-джерела в оточенні щільних та непрозорих у видимому світлі хмар газу та пилу, які не мають помітного радіовипромінювання, тобто не містять зон іонізації НІІ; виявлено, що в деяких галактиках із активними ядрами та в квазарах більша частина енергії припадає на ІЧ-діапазон (Ultra Luminosity InfraRed Galaxy, ULIRG, які відкрито супутником IRAS), зокрема сейфертівська галактика NGC 1068 у діапазоні 2—1000 мкм випромінює 98 % повної світності, тобто відповідає моделі газопилової хмари, що оточує центральне яскраве джерело нетеплового жорсткого випромінювання.

1.3.5. Радіодіапазон

Засновником радіоастрономії є американський радіоінженер чеського походження К. Янський (1905—1950), який працював у фірмі «Белл». У 1931—1932 рр. після кількох місяців спостережень атмосферних радіозавод у декаметровому діапазоні хвиль (14,6 м або 20,5 МГц) з метою розвитку трансатлантичного радіозв'язку з використанням поворотної рамкової антени шириною 30 м він виявив кореляцію інтенсивності їх радіошуму з періодом обертання Землі. З цього Янський зробив висновок, що джерело шуму має неземне походження, та ототожнив його з центром Галактики, про що і повідомив у пресі в 1933 р. До 1938 р. Янський продовжував дослідження, які, однак, не зацікавили ані астрономів, ані радіоінженерів.

Перший радіотелескоп у 1937 р. побудував американський радіоінженер Г. Ребер. Він мав вигляд параболоїда діаметром 9,5 м, який міг змінювати напрямок за висотою, але не за азимутом. Ребер хотів дослідити, чи пов'язане позаземне радіовипромінювання лише з Галактикою, а чи з позагалактичними джерелами. Для перших спостережень було обрано коротші (9 і 33 см), ніж у дослідженні Янського хвилі, у припущенні, що спектр позаземного випромінювання має планківський розподіл (див. рис. 1.2) і його інтенсивність збільшується у бік малих довжин хвиль. Проте перші дослідження на цих хвилях дали негативний результат. Лише у 1939 р. Ребер зареєстрував позаземне радіовипромінювання на довжині хвилі 1,87 м (160 МГц). У 1940-х роках було опубліковано його праці, які містили перші карти розподілу радіовипромінювання на небі (Reber, 1940; 1944), а в 1948 р. — карти неба на хвилі 62,5 см (480 МГц). У 1950 р. Ребер

розпочав дослідження діапазону частот, яким нехтували інші дослідники, — дуже низьких частот (150—300 м, 1—2 МГц). Ці хвилі не проникають крізь атмосферу за винятком певних місць на Землі в мінімумі сонячної активності. Одне з таких місць — острів Тасманія (Австралія), куди він переїхав у 1954 р., продовжуючи спостереження.

У 1940-х роках були проведені піонерські радіоспостереження Сонця, планет і Місяця. У 1944 р. Я.Х. Оорт з Лейденської обсерваторії (Нідерланди) (з 1945 — директор), ознайомившись з працями Ребера, доручив своєму колезі Х.К. ван де Хюлсту, який працював у США, вивчити можливість спостереження радіоліній. У 1945 р. ван де Хюлст повідомив про можливість радіоспостереження міжзоряного водню на $\lambda = 21$ см. Це випромінювання утворюється під час спонтанного переходу між двома рівнями надтонкої структури атомарного водню (заборонені переходи). І.С. Шкловський детально розвинув ідею ван де Хюлста, обчисливши ймовірності переходу на цій довжині хвилі (Шкловський, 2007). Він також передбачив можливість спостереження гідроксилу OH (18 см) та ціану CN (9 см). Можливість радіоспостережень водню мала велике значення, оскільки оптичні спостереження водню в міжзоряному середовищі неможливі, а радіоспостереження в лінії дали можливість обчислювати відносні швидкості хмар газу. Лінію 21 см вперше спостерігали у 1951 р. майже одночасно у США, Нідерландах та Австралії. Перший огляд неба в лінії 21 см складено в 1950-х роках у Лейденській обсерваторії Оортом та ван де Хюлстом.

Випромінювання галактик у радіодіапазоні містить теплове та нетеплове випромінювання в неперервному спектрі, а також лінійчасте випромінювання.

Теплове неперервне випромінювання утворюється здебільшого в областях іонізованого водню НІІ, визначається вільновільними переходами електронів у іонізованій плазмі. Результати спостережень свідчать, що інтенсивність випромінювання областей НІІ має таку властивість: зі збільшенням частоти інтенсивність збільшується, а за частоти, приблизно більшої за 100 МГц (довжина хвилі менша за 30 см), не залежить від неї. Цей факт пояснюється тим, що на довгих хвилях області іонізованого водню є оптично тонкими, а для коротких хвиль — оптично товстими. Дійсно, для радіовипромінювання виконується закон Релея—Джинса (див. формулу (1.14), рис. 1.2):



$$I_v = \frac{2k\nu^2 T_b \tau_v}{c^2} = \frac{2k T_b \tau_v}{\lambda^2}. \quad (1.24)$$

Тут ν — частота, k — стала Больцмана, T_b — яскравісна температура (тобто така температура, яка зумовлює таку саму інтенсивність за даної частоти, що й абсолютно чорне тіло), τ_v — оптична товща на частоті ν , I_v — інтенсивність випромінювання (густина потоку енергії за одиницю часу в одиниці просторового кута в одиничному інтервалі частот).

Яскравісна температура хмари водню визначається за формулою

$$T_b = T_k (1 - e^{-\tau_v}). \quad (1.25)$$

Для великих значень оптичних товщ $T_b \approx T_k$, а для малих $T_b \approx T_k \tau_v$. З теорії поширення радіохвиль у гарячому газі (Каплан та Пікельнер, 1963) із урахуванням механізму поглинання вільними електронами маємо такий вираз:

$$\tau_v = \frac{c_1}{T_k^{3/2} \nu^2} \int n_i n_e ds = \frac{c_1}{T_k^{3/2} \nu^2} \text{ М. Е.}, \quad (1.26)$$

де n_i та n_e — іонна та електронна концентрації. Інтеграл у наведеній формі називають мірою емісії (М. Е.). Приймається, що газ у цілому є нейтральним, тоді $n_i = n_e$. Підставляючи (1.24) у (1.23), одержуємо вираз для температури:

$$T_b = \frac{c_1}{T_k^{1/2} \nu^2} \text{ М. Е.} \quad (1.27)$$

Основні властивості нетеплового випромінювання подано в п. 1.2.2. Для порівняльного опису інтенсивності позагалактичних радіоджерел використовується так званий *радіоіндекс*:

$$RI = m_R - m_{ph}. \quad (1.28)$$

Тут m_{ph} — фотографічна зоряна величина, m_R — зоряна величина в радіодіапазоні, яка визначається через потік F_v на певній частоті:

$$m_R = -53,45 - 2,5 \log F_v. \quad (1.29)$$

Радіоіндекс для нормальних галактик є додатним, $RI > 0$, а для радіогалактик за визначенням — від'ємним, $RI < 0$.

Розглянемо окремі дослідження в радіодіапазоні та наземні й космічні телескопи, за допомогою яких їх виконано.

Наземні радіотелескопи та архіви їх спостережень. Після Другої світової війни для цілей радіоастрономії часто використовували військові радіолокатори.

Перший повнообертовий параболоїд діаметром 76 м створили в Англії в обсерваторії «Джодрелл Бенк» у 1957 р. Невдовзі були побудовані великі параболічні антени: 62-метрова в Парксі (Австралія), 91- і 43-метрові телескопи мережі NRAO (National Radio-Astronomical Observatory, «Грін Бенк», США), 305-метровий біля Аресибо (Пуерто-Рико) (рис. 1.14), 100-метровий Ефельсберг (Бонн, Німеччина, 1972). 15.11.1988 р. 91-метровий телескоп NRAO зазнав аварії й замість нього побудували 100-метровий телескоп, який почав працювати з 2000 р. (рис. 1.15). Ввели в дію великі антени міліметрових хвиль: 15-метровий шведський телескоп SEST у Чилі, 30-метровий телескоп IRAM в Іспанії та 45-метровий телескоп Обсерваторії «Нобеяма» в Японії. Зауважимо, що в останні роки створюються переважно інтерферометричні системи сантиметрових хвиль, які складаються з порівняно невеликих антен діаметром ~ 25 м. До них належать VLA (Very Large Array, Нью Мексико, США), MERLIN (Велика

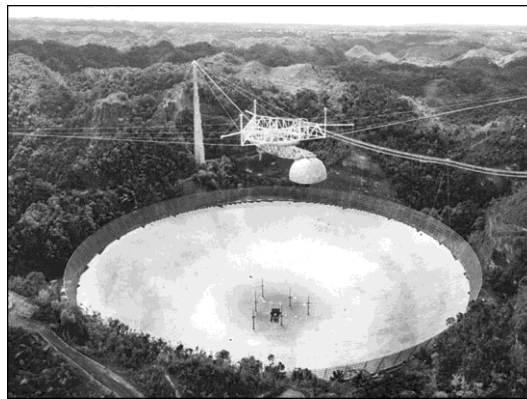


Рис. 1.14. Один із найпотужніших «однотарілкових» радіотелескопів до руйнування протягом серпня—грудня 2020 р. — 305-метровий радіотелескоп зі сферичним дзеркалом в Аресибо. Ширина пучка (діаграма спрямованості) на 21 см є найкращою серед інших телескопів — $3,3'$. Гігантську нерухому чашу побудовано в жерлі затилого вулкана. Унаслідок можливості переміщувати приймачі або опромінювачі на підвішеній гондолі цьому телескопу були доступні об'єкти в інтервалі до 20° від напрямку на зеніт, тому за рік телескоп міг обстежити смугу від -2° до $+38^\circ$ відносно схилення (Credit: Nick Leyva/Arecibo Observatory)

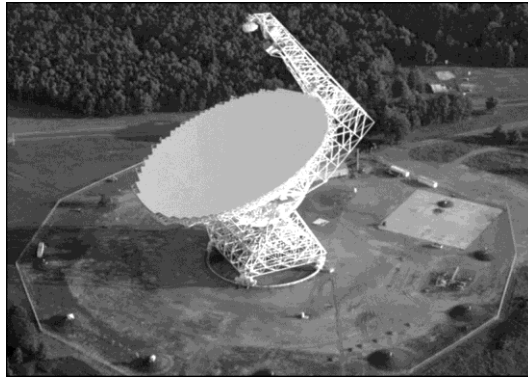


Рис. 1.15. Найбільший повністю рухомий радіотелескоп — радіотелескоп Роберта Бьорда в «Грін Бенк» (США) (Robert C. Byrd Green Bank Telescope) з параболічним дзеркалом розміром 110×100 м. Почав працювати з осені 2000 р., діапазон його робочої частоти 0,1—116 ГГц (3 м—2,6 мм)

Британія), Вестерборк (Нідерланди), АТСА (Австралія). Побудовані також інтерферометри міліметрових хвиль із діаметрами антен 10—15 м у «Нобейма», на плато Бюр (Франція), а також система ВІМА (Каліфорнія, США). Окрім того, функціонує Європейська інтерферометрична мережа EVN та система VLBA (10 телескопів США).

ALMA (*Atacama Large Millimeter Array*, Атакамська велика мережа антен міліметрового діапазону) знаходиться в чилійській пустелі Атакама. Проєкт розроблено National Radio Astronomy Observatory (США). Передбачається дослідження процесів, які відбувалися упродовж перших сотень мільйонів років після Великого вибуху (<https://public.nrao.edu/telescopes/alma/>). Комплекс повністю запрацював у березні 2013 р. (Bustos et al., 2014), його обладнано 66 антенами (54 антени діаметром 12 м і 12 антен діаметром 7 м), об'єднаними у радіоінтерферометричну мережу, а керується він корелятором (суперкомп'ютером), здатним виконувати 17 квадриліонів операцій за секунду.

NVSS (*NRAO VLA Sky Survey*) — це огляд у континуумі на радіочастоті 1,4 ГГц, що охоплює все небо на північ від -40° (Kellerman et al., 1989; Condon et al., 1998). Дані огляду доступні онлайн (<https://www.cv.nrao.edu/nvss/>). Кілька сотень тисяч ідентифікацій джерел NVSS з оптичними об'єктами в каталогах APM або USNO-A занесені до каталогу QORG (Flesch & Hardcastle, 2004).

FIRST (*Faint Images of the Radio Sky at Twenty centimeters*; Helfand et al., 2015) — проєкт, розроблений для створення радіоеквіваленту Паломарського огляду (POSS) на $10\,000\text{ град}^2$ північного та південного галактичного полюсів. З використанням NRAO VLA та автоматизованого конвеєра для картографування створюються зображення з $1,8''/\text{піксель}$ та роздільною здатністю $5''$. Порогове значення виявлення джерела становить 1 мЯн, на ньому розділяються ~ 90 джерел на 1 град^2 , $\sim 35\%$ з яких мають роздільну структуру від $2''$ до $30''$, а для 30 % джерел є оптичні аналоги в огляді SDSS та оптичні аналоги оцифрованих пластинок POSS I.

SUMSS (*The Sydney University Molonglo Sky Survey*; Mauch et al., 2013) — цей огляд виконується за допомогою Molonglo Observatory Synthesis Telescope на частоті 843 МГц, з полем зору 5 град^2 та охоплює небо від $\delta = -30^\circ$ на південь, роздільна здатність становить $43'' \times 43''$. Огляд багатьох тисяч слабких радіоджерел є доповненням до огляду неба NRAO VLA Sky Survey.

Найуживанішими каталогами радіоджерел є Кембриджські огляди. У Кембриджській радіоастрономічній обсерваторії (Cambridge Observatory, Mullard Radio Astronomy Observatory, Велика Британія) наявні декілька радіоінтерферометрів: 5-кілометровий (13 антен), 6-кілометровий (8 антен) і 0,8-кілометровий. До найвідоміших каталогів радіоджерел належать 1С, 2С, 3С, 3СR, 4С, 5С. Каталог радіоджерел 1С, створений у 1950 р., містить 50 джерел, що спостерігалися на довжині хвилі $\lambda = 3,7\text{ м}$. Каталог 2С, створений у 1955 р., включає в себе 1936 об'єктів. Найпопулярнішим є каталог 3С (1959) — він містить 471 об'єкт, що спостерігалися на частоті 159 МГц, точність визначення положення $\sim 1''$ (Едж та ін., 1959). Каталог 3С був обмежений за потоком 9 Ян, але не тому, що радіотелескоп не давав змоги спостерігати слабші джерела, а тому, що таких джерел було дуже багато і їх важко було розрізнити. На найвідоміші позагалактичні радіоджерела найчастіше посилаються як на об'єкти каталогу 3С. У 1961 р. видано виправлену (Revised) версію каталогу — 3СR. Каталог 4С, створений 1962 р., містить 4843 джерела, що спостерігалися на частоті 178 МГц (Беннет, 1962). Каталог 5С — це додатковий список радіоджерел. Якщо перші з оглядів були обмежені потоками на рівні декілька янських (огляд 3С, наприклад, 9 Ян), то останні — сотень міліянських. На сьогодні є десять таких оглядів радіоджерел (1С—10С), виконано їх за допомогою різних радіотелескопів, зокрема за допомогою Cambridge



Low-Frequency Synthesis Telescope. Підготовлено відомий 7-й Кембріджський огляд (Seventh Cambridge Survey, 7C; Hales et al., 2007), а 10-й (Tenth Cambridge Survey, 10C) огляд на частоті 15,7 ГГц виконано за допомогою Arcminute Microkelvin Imager Large Array (Davies et al., 2011).

Важливими є так звані австралійські огляди: Паркський каталог радіоджерел PKS, опублікований у 1964—1968 рр., для складання якого використовувався 63-метровий телескоп у Парксі (Австралія). Він складається з 5 частин, у кожній з яких $297 + 247 + 564 + 628 + 397$ об'єктів зі схиленням нижче від $\delta < +27^\circ$ (зони частково перекриваються). А також каталог радіоджерел MSH на частоті 2270 Гц (потік $F > 7$ Ян). Його названо за аббревіатурою від прізвищ трьох авторів огляду: Mills, Slee, Hill (1958). Перший з них відомий як розробник «Хреста Мілса», телескопа з олівцевою діаграмою спрямованості.

Серед інших оглядів наведемо: огляди Каліфорнійського технологічного інституту (СТА, СТВ, СТБР, СТС, СТД); Каталоги NRAO (National Radio Astronomical Observatory, Національної радіоастрономічної обсерваторії США); огляди Університету Огайо (ОА — ОЗ) (наприклад, блазар ОJ287, де J — пряме сходження в годинах, 2 — схилення в градусах, 87 — порядковий номер); огляд радіоастрономічної обсерваторії Dwingeloo (DW) (Данія); огляд Arecibo (АО, США), виконаний методом покриття джерел Місяцем.

WENSS (*The Westerbork Northern Sky Survey*) — огляд неба на низьких радіочастотах, який охоплює небо на північ від $\delta = +30^\circ$ при $\lambda = 92$ см до граничної густини потоку ~ 18 мЯн на рівні 5σ (de Bruyn, 1996). Версія каталогу WENSS, реалізована в архіві HEASARC, є об'єднанням двох окремих каталогів, доступних на вебсайті WENSS: WENSS Polar Catalog (18 186 джерел вище за $\delta = +72^\circ$) та WENSS Main Catalog (211 234 джерела при δ від $+28^\circ$ до $+76^\circ$).

У 2016 р. у Китаї завершили будівництво антени нового радіотелескопа FAST (*Five-hundred-meter Aperture Spherical Telescope*). Його розташовано в горах південно-західної китайської провінції Гуйчжоу. Сферична антена телескопа складається з 4450 рухомих трикутних відбивних сегментів. Під час спостереження об'єктів для забезпечення фокусування актуатори відбивних елементів утворюють поверхню з ефективним діаметром 300 м, при цьому форма активної поверхні близька до параболічної. Спостереження проводяться на довжинах хвиль від 0,1 до 4,3 м.

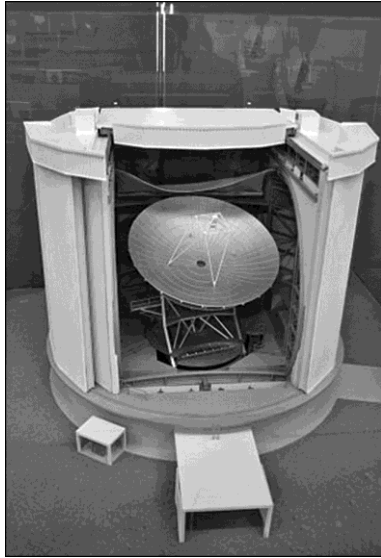


Рис. 1.16. Модель JCMT (James Clerk Maxwell Telescope)

JCMT (James Clerk Maxwell Telescope) — Телескоп Джеймса Кларка Максвелла — ІЧ телескоп з діаметром головного дзеркала 15 м. Названий на честь творця електромагнітної теорії світла й одного із засновників сучасної фізики та техніки. Знаходиться на висоті 4200 метрів над рівнем моря, на горі Мауна-Кеа (Гаваї, США). Телескоп Джеймса Кларка Максвелла (рис. 1.16) — найбільший в світі астрономічний телескоп, призначений спеціально для роботи в субміліметровому діапазоні (0,3—

2 мм, між ІЧ- і мікрохвильовими частинами електромагнітного спектра). Телескоп використовується для вивчення міжзоряного пилу і газу далеких галактик. Головне 15-метрове дзеркало телескопа виготовлено в 1987 р. з 276 окремих алюмінієвих фрагментів. Навіть у робочому стані дзеркало телескопа закрито полотном гортекса — спеціальної водостійкої тканини, на 97 % прозорою для субміліметрових хвиль. Завдяки захисній мембрані телескоп можна використовувати і вдень для візуалізації внутрішніх планет Сонячної системи та навіть самого Сонця. Для кожного вікна прозорості атмосфери цей телескоп має особливу приймальну апаратуру, охолоджувану під час роботи до 4 К (–269 °С). Охолодження виконується для погашення власного випромінювання та шуму в робочому діапазоні телескопа.

Приймачі Телескопа Джеймса Кларка Максвелла включають в себе гетеродинні (для реєстрації вузьких молекулярних ліній, що дає змогу вивчати розподіл і динаміку молекул у космосі) і вибіркові детектори або детектори неперервного спектра (для реєстрації випромінювання міжзоряного пилу, що дають змогу вивчати її розподіл, температуру, масу та інші властивості). Також його обладнано поляризаторами, за допомогою яких можна визначати силу та напрямок магнітних полів у досліджуваних ділянках Всесвіту.



Свого часу на території СРСР були створені антена змінного профілю БПР (Большой Пулковський радіотелескоп), аналог Пулковського радіотелескопа — РАТАН-600 — поблизу станиці Зеленчуцької на Північному Кавказі (наразі входить до складу Спеціальної астрофізичної обсерваторії РАН); 22-метрові параболоїди у Пушино та Сімеїзі (Крим), радіотелескопи РТ-32 у Светлому (Санкт-Петербурзька обл.), Золочеві (Львівська обл.) і Вентспілсі (Латвія). З метою підтримки далекого зв'язку космічних місій на плато Суффа (Узбекистан), в Євпаторії (Крим, Україна) та в у Гальонках (Приморський край, Росія) та ін. встановлено 70-метрові антени.

Радіоастрономія в Україні посідає окреме і важливе місце не тільки як галузь астрофізики та позагалактичної астрономії, а й як напрямок впливу на міжнародному рівні завдяки розвитку декаметрової радіоастрономії. Її засновником є академік НАН України С.Я. Брауде (1911—2003). Починаючи з кінця 1950-х років на базі Інституту радіофізики та електроніки АН УРСР (Харків) та інших установ Академії наук почали будуватися радіотелескопи декаметрового діапазону довжин хвиль (Kopovachenko et al., 2021).

UTR-2 (The Ukrainian T-shape Radiotelescope) — Український Т-подібний радіотелескоп другої модифікації (УТР-2), який є найбільшим і найдосканілішим у світі радіотелескопом у декаметровому діапазоні (рис. 1.17, б). Його побудовано на початку 1970-х років у обсерваторії поблизу с. Граково, за 15 км на південний захід від м. Шевченкове (Харківська обл.), нині — Радіоастро-



Рис. 1.17. Найбільші в світі радіотелескопи декаметрового діапазону довжин хвиль:

a — LOFAR, Нідерланди; *б* — УТР-2, Україна. Фотографії з вебсайтів LOFAR і Радіоастрономічного інституту НАН України

номічна обсерваторія імені С.Я. Брауде Радіоастрономічного інституту НАН України. Характерними ознаками УТР-2 є великі лінійні розміри (2×1 км) та ефективна збиральна площа ($150\,000\text{ м}^2$) на частоті 20 МГц, висока спрямованість, низький рівень бокових пелюсток і широкий частотний діапазон (8—35 МГц), багатопроменевий електронний контроль променя на широкому секторі в обох координатах, великий динамічний діапазон, стабільність перешкод, а також надійність у роботі.

Поєднання високої ефективності радіотелескопа УТР-2 та нових засобів реєстрації дало змогу за останній час провести великий обсяг досліджень у різних програмах із отриманими новими результатами та відкриттями. Більшість найближчих від Землі об'єктів Всесвіту, Сонячної системи та нашої Галактики до найвіддаленіших радіогалактик і квазарів доступні для досліджень методами декаметрової радіоастрономії. Телескоп є частиною декаметрової системи РНДБ (УРАН, *Ukrainian Radio Interferometer of NASU*), яка містить ще чотири менші за розмірами низькочастотні радіотелескопи з базою від 40 до 900 км. Триває розбудова радіотелескопа нового покоління — ГУРТ (Гігантський український радіотелескоп) у частотному діапазоні 8—80 МГц із загальною кількістю елементів до 10 000 (Konovalenko et al., 2016). Історію становлення досліджень із декаметрової радіоастрономії в Україні та концептуальні ідеї закладено основоположником цих досліджень академіком НАН України С.Я. Брауде. Результати, отримані його колегами і учнями, відображено в багатьох публікаціях.

Для досліджень із позагалактичної астрономії від 1978 р. за допомогою радіотелескопа УТР-2 на частотах 10—25 МГц було створено найповніший каталог дискретних позагалактичних джерел декаметрового радіовипромінювання, *Very-low frequency sky survey of discrete sources of the Northern sky* (див., зокрема, Braude et al., 1978; Braude et al., 2007). На підставі результатів аналізування статистично повного однорідного огляду близько 2300 позагалактичних джерел (радіогалактики, квазари, скупчення галактик, неототожені об'єкти) можна визначати та класифікувати їхні радіоспектри, виявити великі коливання спектральних показників низької частоти, ідентифікувати каталогізовані об'єкти та їхній просторовий розподіл. Каталог доступний на вебсайті <http://rian.kharkov.ua/index.php/ru/decameter-catalogs/95-onr/research/151-utr2>.



Одним із важливих відкриттів, зроблених за допомогою радіотелескопа УТР-2 в 1978 р., було виявлення рекомбінаційних ліній вуглецю з квантовими числами $n = 600$ на $\nu < 30$ МГц у напрямку джерела Cas A (Konvalenko, Sodin, 1981). Це відкриття високозбудженого стану атома вуглецю на найнижчих частотах разом з іншими методами спостереження за іонізованим вуглецем (в УФ- та ІЧ-діапазонах) надало нові можливості для вивчення характеристик міжзоряної холодної плазми в Галактиці (розд. 3), зокрема — відкриття рекордно високозбудженого атома вуглецю з $n \approx 1009$ на $\nu = 26$ МГц (Stepkin et al., 2007). Серед інших важливих результатів, отриманих із використанням УТР-2 у діапазоні 10–30 МГц, стало відкриття декаметрового випромінювання пульсарів, їх тонкої структури, індивідуальних та аномальних імпульсів, зокрема дисперсійної затримки імпульсних сигналів у десятки секунд при розповсюдженні у міжзоряному середовищі (Zakharenko et al., 2013).

LOFAR (The Low-Frequency Array) — найбільша мережа радіотелескопів, розташована переважно в Нідерландах, завершена в 2012 р. ASTRON (ASTRONomisch Onderzoek in Nederland). Щоб забезпечити радіоогляди неба з роздільною здатністю 2". Огляд LOFAR HBA 120-168MHz wide-area survey є частиною LoTSS (LOFAR Two-metre Sky Survey; Shimwell et al., 2017), його мета — огляд усього північного неба з чутливістю ~ 100 мкЯн і повною роздільною здатністю 6". Це в 10 разів вищий показник чутливості, який дає змогу виявити понад 10 млн радіоджерел, переважно галактик з активними ядрами. Дані, доступні для завантаження на сторінці <https://www.lofar-surveys.org/surveys.html>. WEAVE-LOFAR, є спектроскопічним дослідженням неба LoTSS за допомогою спектрографа WEAVE на William Herschel Telescope.

Радіотелескопи декаметрового діапазону довжин хвиль розташовані також у США (на частотах 20–80 МГц) і в Австралії (50–300 МГц).

SKA (Square Kilometre Array) — адаптивна антенна решітка площею понад 1 км² — міжнародний проєкт зі створення найбільшого в світі радіоінтерферометра в широкому діапазоні частот. Такі розміри дають можливість досягти в 50 разів більшої чутливості, ніж у будь-якого іншого існуючого радіотелескопа. Для роботи SKA необхідна надвисока продуктивність центрального обчислювального сервера і довгих ліній зв'язку з пропускнуою

здатністю, більшою за наявний глобальний Інтернет-трафік. У проєкті SKA беруть участь вчені 20 країн. Частину антен розміщено в Австралії, ПАР та в Новій Зеландії, де забезпечуються найкращі умови спостережень небесних тіл Галактики, а рівень радіоперешкод менший. Штаб-квартира SKA знаходиться в обсерваторії «Jodrell Bank Centre for Astrophysics» (Велика Британія). Вихід на повну потужність заплановано до 2024 р. У липні 2016 р. телескоп MeerKAT — південноафриканська частина SKA — офіційно почав спостереження. Основна мета проєкту SKA — отримання відповідей на фундаментальні питання про походження та еволюцію Всесвіту у віці кілька мільйонів років після Великого вибуху, тобто в момент початку формування перших зорь і галактик, а також пошук гравітаційних хвиль (у кооперації з проєктами LIGO і VIRGO).

Космічні радіоастрономічні телескопи. Перший космічний радіотелескоп KRT-70 (1979) було встановлено на орбітальній станції «Салют-6». У 1997—2005 рр. на орбіті працював радіотелескоп HALCA діаметром 8 м Японського агентства аерокосмічних досліджень.

Від 2011 до 2019 рр. виконувався міжнародний проєкт «*Радіоастрон*». Космічний радіотелескоп «Спектр-Р» (10-метровий параболюд із 27 пелюстками, виготовленими з вуглепластику) працював у складі наземної радіоінтерферометричної мережі РНДБ, що дало змогу отримати найвищу кутову роздільну здатність 7 мкс дуги за максимальної бази 340 000 км на найкоротшій довжині хвилі 1,35 см. Телескоп працював на еліптичній орбіті з висотою апогею 340 тис. км, яка є порівнянною з відстанню до Місяця. Для повороту площини орбіти використовувалася місячна гравітація. Високої спектральної роздільної здатності спостережень радіоджерел досягали саме за рахунок довжини великого плеча бази інтерферометра, що дорівнювала висоті апогею орбіти. РНДБ забезпечувала дані про точні положення космічного телескопа в декілька сотень метрів за відстанню, 2 см/с за швидкістю і 10^{-7} м/с² за прискоренням.

У діапазоні частот від 0,327 до 18 ГГц було досліджено (Кардашев и др., 2016): мазерне і мегамазерне випромінювання областей зореутворення в Галактиці; флуктуації функції видимості пульсарів для визначення розподілу міжзоряного і міжпланетного середовища та структури нейтронних зорь; околиць надмасивних чорних дір у активних ядрах галактик і релятивістські джети



квazarів; побудовано моделі гравітаційного поля Землі, а також проведено моніторинг космічної погоди та процесів у магнітосфері Землі (експеримент «Плазма-Ф») та ін.

Фундаментальні відкриття з позагалактичної астрономії та космології було здійснено за допомогою космічних телескопів субміліметрового і міліметрового діапазонів.

COBE (*Cosmic Background Explorer*, перша назва *Explorer 66*) — космічна обсерваторія для дослідження мікрохвильового фону Всесвіту (реліктового випромінювання, СМВ), запуск якої відбувся 18.11.1989 р. Місія тривала ~4 роки. До головних наукових інструментів належать: Diffuse Infrared Background Experiment (DIRBE) — багатоканальний фотометр ІЧ-діапазону; Far-InfraRed Absolute Spectrophotometer (FIRAS) — спектрофотометр мікрохвильового і далекого ІЧ-діапазонів для вимірювань абсолютно-го спектра реліктового випромінювання; Differential Microwave Radiometer (DMR) — високочутливий радіометр для вимірювання анізотропії яскравості мікрохвильового фону (<http://lambda.gsfc.nasa.gov/product/cobe>) (Smoot et al., 1992). Дані, отримані FIRAS, довели узгодженість спектра реліктового випромінювання з моделлю абсолютно чорного тіла з температурою $T \sim 2,7$ К. За результатами, одержаними DIRBE в ІЧ-діапазоні, можна побудувати модель розподілу пилу в Галактиці. Дані з DMR за вимірюваннями варіацій реліктового випромінювання з $\Delta T/T = 10^{-5}$ від середнього значення яскравості дали змогу виокремити безпосередній компонент варіацій яскравості СМВ. Це засвідчує, що початкові збудження густини первинної речовини у Всесвіті внаслідок гравітаційної нестійкості призводять до формування ВМС Всесвіту (Lubin & Smoot, 1978).

Головний результат — вимірювання малих варіацій яскравості мікрохвильового фону із безпрецедентною точністю (Mather & Boslough, 1998; Hanany et al., 2000) — став засадничим щодо утвердження теорії Великого вибуху, а згідно з висновком Нобелівського комітету — «...стали відправною точкою для космології як точної науки»¹.

WMAP (*The Wilkinson Microwave Anisotropy Probe*) — зонд мікрохвильової анізотропії Вілкінсона (космічна місія тривала протягом 2001—2010 рр.) для точного вимірювання реліктового ви-

¹ Два наукових керівники програми COBE Дж. Смут і Дж. Мазер стали Нобелівськими лауреатами з фізики (2006) за відкриття в галузі космології.

промінювання на всьому небі з високою кутовою роздільною здатністю не менше за $0,3^\circ$ та чутливістю 20 мкК на $0,3^\circ$ піксель² за систематичних помилок, обмежених до 5 мкК на піксель (Gold et al., 2011). Для досягнення цих цілей WMAP використовував мікрохвильові радіометри, які вимірюють різницю температур між двома точками на небі. Результати, отримані WMAP, свідчать про коливання температури $0,0002^\circ\text{C}$, зумовлені інтенсивними звуковими хвилями, що «...лунали по ранньому Всесвіту приблизно через 380 000 років після Великого вибуху». За даними WMAP вік Всесвіту становив $\sim 13,8$ млрд років. Також визначено вміст раннього Всесвіту, а саме, показано, що вміст становив 63 % темної матерії, 12 % атомів, 15 % фотонів і 10 % нейтронів. У міру розширення Всесвіту вміст змінювався до 23 % темної матерії та 4,6 % баріонів; вміст фотонів і нейтронів ставав дедалі меншим, тоді як темна енергія, яка прискорює розширення Всесвіту, сягала 72,8 % вмісту. Хоча нейтрони нині є мізерним компонентом баріонної матерії Всесвіту, вони утворюють власний космічний фон, який було виявлено WMAP. Також із огляду на дані, отримані WMAP, з'ясували, що перші зорі у Всесвіті утворилися через півмільярда років після Великого вибуху» (<https://www.britannica.com/topic/Wilkinson-Micro-wave-Anisotropy-Probe>).

Planck space observatory — космічна місія ESA, яка виконувалася протягом 2009—2013 рр. Головне завдання — картографування анізотропії космічного мікрохвильового фону (СМВ) на мікрохвильовій та інфрачервоній частотах від 30 до 857 ГГц із високою чутливістю та невеликою кутовою роздільною здатністю (Planck Collaboration, 2011). Основні вимірювання проводилися за допомогою 1,5-метрового телескопа і двох комплектів детекторів температури реліктового випромінювання (робоча температура окремих детекторів становила 0,1 К ($-273,05^\circ\text{C}$, майже абсолютний нуль). За результатами, отриманими «Planck», астрономи і фізики одержали важливі дані щодо тестування теорій раннього Всесвіту та походження ВМС Всесвіту.

Після завершення місії «Planck» вдалося досить точно визначити кілька ключових космологічних параметрів, включаючи середню густину баріонної та темної матерії у Всесвіті та вік Всесвіту, створити каталог скупчень галактик для перевірки ефекту Сюняєва—Зельдовича, укласти списки активних ядер галактик та ІЧ-джерел, а також виконати інші дослідження. Ізотропія ре-



ліктового випромінювання підтверджена на рівні $\Delta T/T \sim 10^{-6}$. За даними «Planck» уточнено параметри Λ CDM моделі (Planck Collaboration, 2020):

- космологічна стала $\Lambda = (4,24 \pm 0,11) \cdot 10^{-66} \text{ eB}^2 = (2,846 \pm \pm 0,076) \cdot 10^{-122} m_{Pl}^2$ (m_{Pl} — планківська маса, $h = H_0/100 \text{ км/(с} \times \times \text{ Мпк)}$);
- стала Габбла $H_0 = 67,36 \pm 0,54 \text{ км/(с} \cdot \text{ Мпк)}$;
- густина матерії $\Omega_m = 0,315 \pm 0,007$ і темної енергії $\Omega_\Lambda = 0,6847 \pm 0,0073$;
- вік Всесвіту $(13,801 \pm 0,024)$ млрд років.

Підтверджено незначну відмінність спектра первинних збурень матерії від однорідного спектра (спектральний індекс 0,96), що важливо для інфляційної теорії. На рис. 1.18 показано дві аномалії розподілу температури космічного мікрохвильового фону, виявлені за даними WMAP і підтверджені новими високоточними даними від «Planck». Одна з них — асиметрія середніх температур на протилежних півкулях неба (крива лінія) з дещо вищими середніми температурами в Південній півкулі екліптики та дещо нижчими середніми температурами у Північній півкулі екліптики. Це суперечить прогнозованій стандартній космологічній моделі про те, що Всесвіт має бути однорідним та ізотроп-

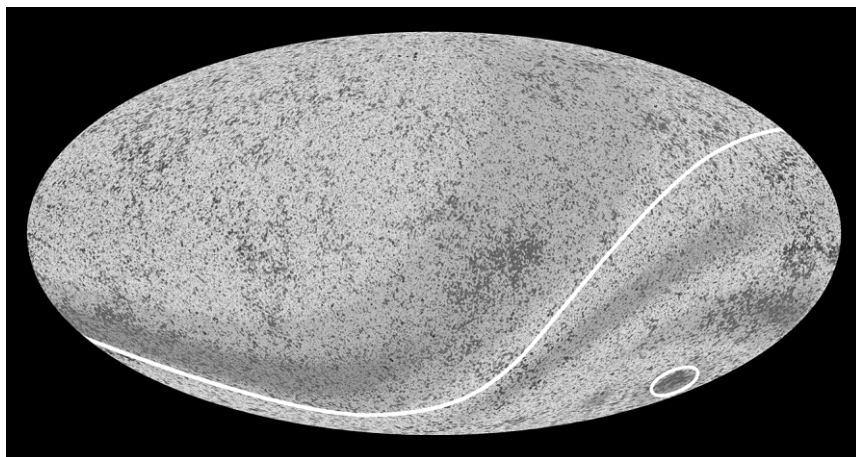


Рис. 1.18. Карта розподілу температури реліктового випромінювання на небесній сфері, отримана за даними космічної обсерваторії «Planck», на якій виділено області неоднорідності (2019, ESA and the Planck Collaboration)

ним у будь-якому напрямку. Друга аномалія — існування області розподілу температур, набагато більшої, ніж очікувана (обведено). Важливим залишається дослідження поляризації реліктового випромінювання — насамперед для виявлення реліктових гравітаційних хвиль.

1.3.6. Наземні найбільші телескопи оптичного діапазону

Подамо коротко відомості про окремі наземні оптичні телескопи з ефективним діаметром головного дзеркала понад 3,5 м.

SALT (Southern African Large Telescope). За 200 км на північний схід від Кейптауна (Південно-Африканська республіка) розташований телескоп із найбільшим у всій Південній півкулі одиночним первинним дзеркалом — SALT (рис. 1.19, *а*). Його діаметр дорівнює 11 м. У розробці телескопа брали участь Німеччина, Польща, США, Велика Британія, Нова Зеландія, Австра-

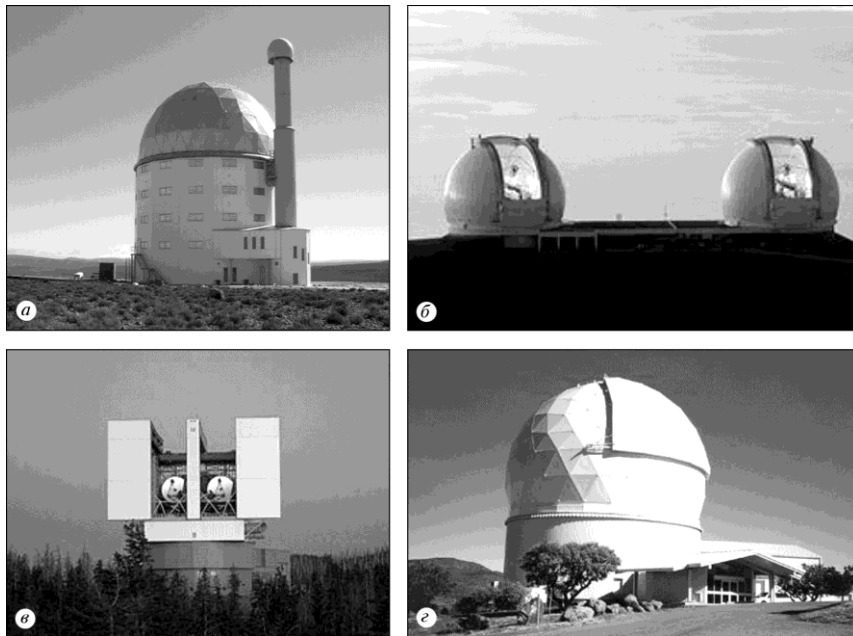


Рис. 1.19. Телескопи SALT (*а*), Кеєк I та Кеєк II (*б*), LBT (*в*), HET (*г*)



лія. Його введено в дію в 2005 р. Головне дзеркало складається з 91 шестикутного дзеркала, які разом утворюють гігантський шестикутник. За основу конструкції SALT взято телескоп «Хоббі—Еберлі» (Техас). Первинне дзеркало SALT є сферичним, його оптична вісь нахилена під кутом 37° до вертикалі, і цей нахил є постійним. Дзеркало може обертатись лише навколо своєї азимутальної осі. Такий важливий аспект конструкції дає змогу значно зменшити витрати і водночас встановити складніші оптичні системи та системи контролю — телескоп подібний до радіотелескопа Аресибо (рис. 1.14).

William Keck telescopes — телескопи-близнюки Кеск I та Кеск II з діаметром дзеркала 10 м, входять до складу обсерваторії В.М. Кека на горі Мауна-Кеа (Гавайські острови) на висоті 4123 м над рівнем моря (рис. 1.19, б). Це майже 300-тонні гіганти, в баштах яких (об'ємом $20\,000\text{ м}^3$) постійно підтримується стаціонарний температурний режим. Первинні дзеркала телескопів складаються з 36 гексагональних елементів, кожний з яких керується активною комп'ютерною системою. Це дає змогу отримувати зображення з роздільною здатністю $0,04''$. Телескопи знаходяться на відстані 85 м один від одного. Це дає можливість використовувати їх під час одночасних спостережень як інтерферометр з роздільною здатністю $0,005''$, еквівалентний телескопу з 85-метровим дзеркалом. Перше світло на Кеск I отримано в травні 1993 р., а на Кеск II — у жовтні 1996.

Під час спостережень комп'ютерна система сенсорів та приводів визначає положення кожного сегмента дзеркала відносно іншого з точністю 4 нм! (порядок розміру сягає кількох молекул або в 25 000 разів тонше від людської волосини) та щосекунди корегує його двічі. Це ефективно нівелює будь-які гравітаційні деформації та дає змогу значно зменшити вплив атмосферної турбулентності. Форма дзеркал телескопів Кеск може змінюватись до 670 разів за секунду(!). Після встановлення такої системи на Кеск I і Кеск II (особливо, якщо зважити на чудові астрокліматичні умови Мауна-Кеа), ці телескопи стали неперевершеними інструментами оптичного та ІЧ-діапазонів ($0,3\text{—}1,0\text{ мкм}$).

LBT (Large Binocular Telescope). На горі Грехем (штат Арізона) на висоті 3194 м розташувався найбільший в своєму роді Великий Бінокулярний Телескоп. Належить він міжнародній обсерваторії Mount Graham International Observatory (MGIO). Його обладнано двома дзеркалами, кожне діаметром 8,4 м, на відстані

14,4 м одне від одного. На телескопі встановлено адаптивну оптику, тому якість його знімків краща, ніж у Космічного телескопа Габбла. Особливо це стосується інфрачервоного діапазону, де роздільну здатність LBT оцінюють як в 10 разів кращу, ніж «габблівську». Дзеркала для LBT проєктувалися в «дзеркальній лабораторії» обсерваторії Стюарда (Steward Observatory Mirror Lab). Вони набагато більші за звичайні монолітні скляні дзеркала, що використовувалися раніше, але при цьому значно легші. Роздільна здатність такого дзеркала еквівалентна роздільній здатності 22,8-метрового однодзеркального. Збирає телескоп стільки світла, скільки й 11,8-метрове дзеркало. На сьогодні це телескоп з найвищою в світі роздільною здатністю, найкраще забезпечений новітніми оптичними технологіями. Членами проєкту є провідні наукові установи Італії, Німеччини, США.

Спочатку було змонтоване одне дзеркало, воно «побачило» перше світло 12.10.2005 р. Потім, 18.09.2006 р., і друге первинне дзеркало «побачило» світло. Перший бінокулярний огляд стався з 11 на 12 січня 2008 р.

НЕТ (The Hobby—Eberly telescope). Робоча поверхня дзеркала телескопа Гоббі—Еберлі становить 9,2 м. Він належить до Мак Дональдської обсерваторії, розташованої на горі Фолкс (Техас, США) на висоті 2072 м над рівнем моря. Первинне дзеркало є сегментним зі сталим нахилом під кутом 35° до зеніту та обертається на спеціальних опорах на 360° за азимутом. Рухливе вторинне дзеркало дає змогу проводити спостереження об'єктів у діапазоні, що становить до 70 % доступного в точці наведення телескопа. НЕТ призначений лише для спектроскопічних спостережень. Перше світло на НЕТ отримано в грудні 1996 р. Головне дзеркало складається з 91 шестикутного метрового сегмента, які разом утворюють сферичну поверхню з радіусом кривини ≈ 26 м. Кожен сегмент керується ЕОМ. Загальна площа 11-метрового дзеркала $77,6 \text{ м}^2$. Конструкцію телескопа виготовлено зі зварювальної сталі і важить вона 60 т.

Спектрограф VIRUS (Visible IFU Replicable Replicable) — інструмент, що складається з більш ніж 100 окремих невеликих і простих спектрографів, кожен з яких живиться від волоконного інтегрального польового блока. VIRUS є новою технологією розробки спектрографів з перевагою в мультиплексуванні великого покриття неба для одного інтегрального спектрографа.

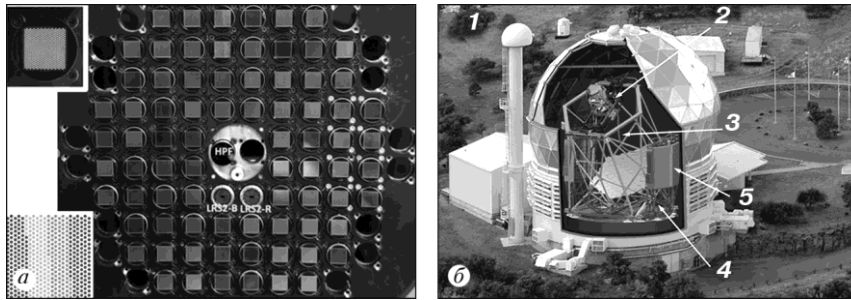


Рис. 1.20. Вигляд фотонного ока розгорнутих волоконних IFU спектрографа VIRUS та волоконних каналів для інших інструментів телескопа HET, встановлених на пластині для кріплення прецизійної вхідної головки. На макет телескопа HET накладено відображення приладів-спектрографів WFU та VIRUS (напрямок на південний схід). Блоки спектрографа VIRUS розміщені у двох корпусах з обох боків конструкції (Hilla et al., 2021):

1 — центр кривизни башти; 2 — оновлений трекер WFC та PITP; 3 — волоконні канали VIRUS; 4 — корпуси VIRUS; 5 — підтримувальна структура VIRUS

VIRUS-132 із 132 спектрографами встановлено на телескопі Hobby—Eberly (у фокальній поверхні), він живиться від широкопольного коректора з науковим полем діаметром понад 16,5' (рис. 120, а). VIRUS-132 покриває поле зору $\sim 29^\circ$ за одне спостереження, забезпечуючи спектроскопію інтегрального поля від 340 до 570 нм одночасно (32 604 просторових елементів, кожен на $1''$ на небі).

На рис. 120, б показано вигляд фотонного ока розгорнутих волоконних IFU для VIRUS і волоконних каналів для інших інструментів телескопа HET, встановлених на пластині для кріплення прецизійної вхідної головки. Два IFU приладу LRS2 (LRS2-B і LRS2-R) і подача волокна для HPF займають три з чотирьох місць IFU у центральній ділянці в монтажній поверхні вхідної головки. Подачу волокон для майбутньої модернізації HRS буде розгорнуто в центральній області приладу. VIRUS IFU розміщені в сітці $100''$ від центру до центру. Кожен IFU охоплює $51'' \times 51''$ і має 448 оптичних волокон, 16 місць на сітці на периферії є вільними. Для масштабування кути зовнішніх IFU VIRUS на цьому зображенні розташовані на відстані 18' один від одного, що становить ≈ 190 мм у фокусі HET. У верхньому лівому куті подано збільшене зображення окремого VIRUS IFU, щоб проілюструвати розташування волокон. На зображенні в ниж-

ньому лівому куті показано, як розташування волокна відображається на підсилювачі ПЗЗ показників (з різними кольорами для двох ПЗЗ, кожен з двома підсилювачами).

Спектрограф VIRUS — основний інструмент проєкту the Hobby-Eberly Telescope Dark Energy Experiment (HETDEX) для виявлення природи й еволюції темної енергії і темної матерії (рис. 1.21): дані отримуються з двох великих ділянок неба; одне поле — у напрямку Великої Ведмедиці, інше — трохи на південний захід від сузір'я Оріона. Кожного разу, коли телескоп спрямовується на ці області з експозицією 20', за допомогою технології VIRUS отримується 32 000 спектрів одночасно, що фіксують світло від кожного об'єкта в полі зору телескопа. У такий спосіб 32 000 оптичних волокон, які з'єднані з понад 100 приладами, що працюють разом як один спектрограф, надають одно-

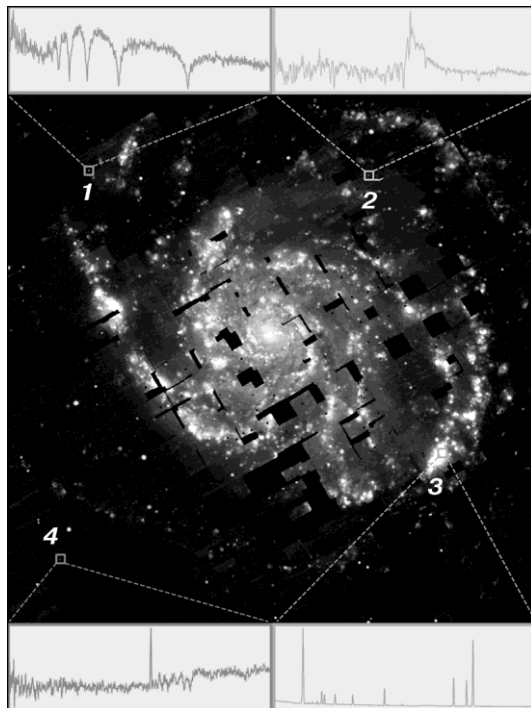


Рис. 1.21. Мозаїкове зображення галактики M101 (Вертушка), отримане завдяки потужним можливостям інструменту VIRUS, створеного для програми HETDEX. Центральна частина відповідає області неба, розміром приблизно вдвічі більшої за розмір повного Місяця. Кольори показують контраст між молодими зорями (синій/білий) і старими зорями (червоний/помаранчевий). За годинниковою стрілкою зверху ліворуч наведено приклади об'єктів, для яких одночасно отримуються спектри: 1 — білий карлик у нашій Галактиці; 2 — активна галактика на відстані 11 млрд св. років від Землі; 3 — область зореутворення в M101 на відстані 20 млн св. років; 4 — галактика з активним зореутво-

ренням на відстані 3 млрд св. років від Землі. Credit: G. Zeimann/HETDEX Collaboration (<https://www.psu.edu/news/research/story/hobby-eberly-telescope-dark-energy-experiment-survey-begins-full-operations/>)

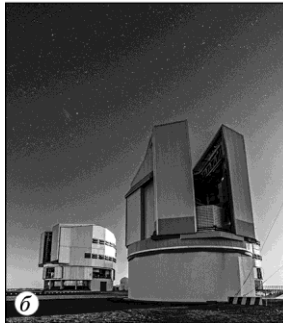
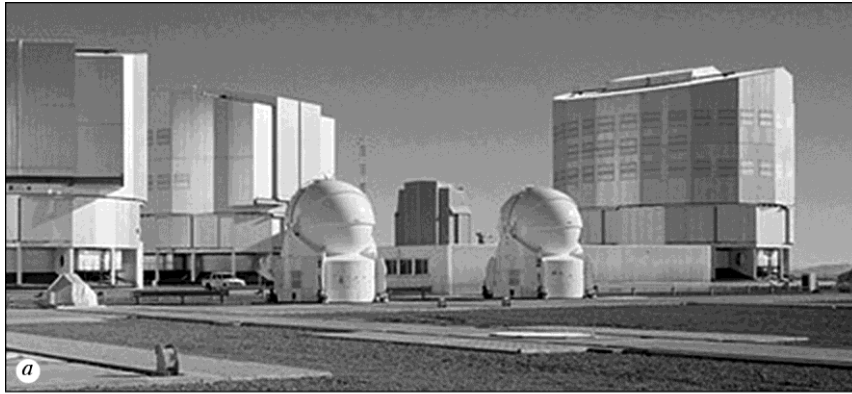


Рис. 1.22. Комплекс телескопів VLT (а) (на задньому плані в центрі — телескоп VLT Survey) та окремо телескоп VLT Survey (б)

часну інформацію про швидкість, хімічний склад (металічність) та інші фізичні параметри кожного об'єкта в полі зору,

яке приблизно дорівнює розміру повного Місяця. У проєкті заплановано отримати спектри кількох мільйонів галактик віком до ~10 млрд років і створити карту їх тривимірного розподілу. Досліджуючи розташування цих галактик, можна порівняти дані спостережень із моделями темної енергії та визначити вплив звичайної матерії, темної матерії, а також темної енергії в різні періоди історії Всесвіту.

VLT (Very Large Telescope). Комплекс VLT — дуже великий телескоп (рис. 1.22, а) — складається з 4-х телескопів (UT1—UT4) з діаметром головних дзеркал 8,2 м. Його розроблено та реалізовано ESO (European Southern Observatory) — міжурядовою європейською організацією для проведення астрономічних досліджень у Південній півкулі. Телескопи утворюють трапецієподібну конфігурацію. У комплекс також входять чотири допоміжні телескопи з діаметром дзеркала 1,8 м (AT1—AT4). Кожний із телескопів має можливість рухатися вздовж вертикалі та за ази-

мутом, що дає змогу краще врахувати вплив земного тяжіння на конструкцію.

Комплекс входить до складу обсерваторії «Паранал» (Чилі), що знаходиться на горі Серро Paranal висотою 2635 м над рівнем моря приблизно 120 км на південь від міста Антофагаста та 12 км від тихоокеанського узбережжя. На «Паранал» буває до 350 безхмарних ночей на рік (!) з надзвичайно стабільною атмосферою. Результати тестових спостережень свідчать, що 15 % часу атмосферна турбулентність місцевого походження розсіює світло від зорі менше ніж на $0,45''$, що дає змогу отримувати надзвичайно чіткі зображення. Атмосферну проникність у ІЧ довжинах хвиль визначає дуже невелика кількість водяної пари у повітрі. «Паранал» — найкраще відоме місце для астрономічної обсерваторії в південній півкулі.

Будівельні роботи почалися у 1991 р. після семи років ретельних досліджень астроклімату. Приблизно $350\,000\text{ м}^3$ каміння та ґрунту було знято з верхівки гори, щоб створити платформу площею $20\,000\text{ м}^2$ для великих телескопів та інтерферометричного комплексу. Лабораторії, що обслуговують спостереження, побудовано або під землею, або нижче за основну платформу, щоб не спотворювати сталий вітряний потік навколо гори. Будівлі телескопів забезпечено термічною регуляцією, мають сучасний компактний стиль та є достатньо великими: діаметр 29 м, висота 28,5 м (плюс підземна частина глибиною 4,5 м). Башти обертаються синхронно з телескопами.

Перше світло на UT1 отримано в 1998 р., на UT2 — у 1999 р., на UT3 — у 2002 р., а на UT4 — у 2001 р. Робота комплексу ґрунтується на найсучасніших технологіях. Телескопи VLT можуть працювати як у автономному, так і в інтерферометричному режимах (VLTI — VLT-інтерферометр). Використання адаптивної оптичної технології дає змогу отримати граничну для 8-метрових дзеркал дифракційну роздільну здатність у ближньому ІЧ-діапазоні до менше $0,05''$ (VLTI в принципі міг би «роздивитися» астронавта на Місяці). Один телескоп дає зображення об'єкта до 30-тої величини за годину експозиції (об'єкти, що у 4 млрд разів слабкіші за видимі неозброєним оком).

VLT обладнано багатьма астрономічними інструментами, зокрема ПЗЗ-приймачами з великим полем, багатоканальними високоточними фотометрами, що дають можливість проводити



спостереження в широкому спектральному діапазоні від далекого ультрафіолету (300 нм) до середнього інфрачервоного випромінювання (20 мкм), а також швидкодіючими спектрографами з великою роздільною здатністю.

У кожного телескопа є ім'я: UT1 — Antu — Сонце(і) мовою індіанського племені Mapuche, UT2 — Kueyen — Місяць, UT3 — Melipal — Південний хрест та UT4 — Yepun — Вечірня зоря — Венера.

Телескоп VLT Survey (рис. 1.22, б) розміщений в корпусі безпосередньо поруч з чотирма телескопами VLT (рис. 1.22, а). Поле огляду є широким і становить 1° , що в два рази ширше, ніж повний Місяць. Цей телескоп є одним із найбільших, які розроблено винятково для огляду неба в оптичному діапазоні. Діаметр головного дзеркала дорівнює 2,65 м, телескоп змонтований на альт-азимутному кріпленні. Його побудовано у співпраці Європейської астрономічної обсерваторії та Обсерваторії Капідомонте (Неаполь, Італія) у 2007—2011 рр. Керівником проєкту є італійський астроном М. Капаччіолі. Головна мета спостережень на цьому телескопі — пошук об'єктів-кандидатів для подальшого детального їх вивчення за допомогою телескопів VLT, як позагалактичних, так і, зокрема, транс-нептунових об'єктів та позасонячних планетних систем. До виконаних оглядів неба належать Кіло-градусний огляд (KiDS), VST ATLAS та Фотометричний $H\alpha$ -огляд південної галактичної площини (VST Photometric $H\alpha$ Survey of the Southern Galactic Plane, VPHAS+).

Subaru telescope — телескоп СУБАРУ (рис. 1.23, а) (японською — Стожари) обладнано дзеркалом з робочою поверхнею 8,2 м. Входить до складу Національної астрономічної обсерваторії Японії (NAOJ). Розташований на горі Мауна-Кеа на висоті 4100 м над рівнем моря. Первинне дзеркало є суцільним, але тонким — з активною системою керування. Телескоп працює у видимому та ІЧ-діапазонах у трьох фокусах. Оптична система — Річі—Кретьєна. Перше світло отримано в 1999 р. Наведемо деякі характеристики телескопа: діаметр ефективною поверхні дзеркала становить 8,2 м, товщина — 20 см, маса — 25,1 т; середня похибка поверхні — 14 нм, фокальна відстань — 15 м. Монтування є альт-азимутальним. Його висота сягає 22,2 м, а максимальна ширина — 27,2 м. Маса всієї споруди 612 т. Має 4 фокуси: первинний, касегренівський та два фокуси Несміта (інфрачервоний та оптичний). Найкраща кутова роздільна здат-

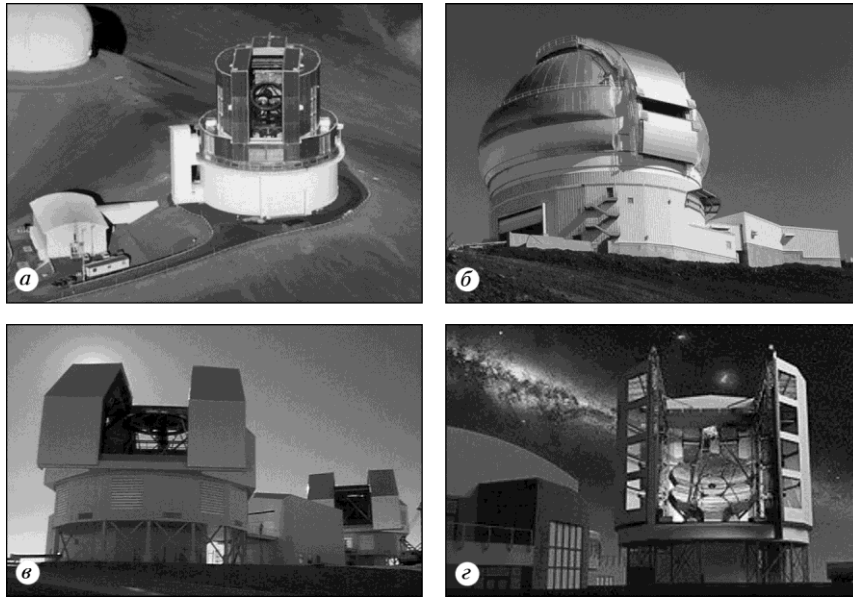


Рис. 1.23. Телескоп «Subaru» (а), один із телескопів «Gemini» (б), Magellan-телескопи (в), майбутній телескоп GMT (г)

ність, якої досягнуто без адаптивної оптики: $0,2''$ (на довжині хвилі $2,15 \text{ мкм}$). Висота башти дорівнює 43 м , а ширина основи — 40 м .

Gemini telescopes — телескопи-близнюки Gemini North і Gemini South, обладнані дзеркалами діаметром $8,1 \text{ м}$. Входять до складу обсерваторії «Джеміні». Gemini N побудовано на горі Мауна-Кеа на висоті 4100 м над рівнем моря, а Gemini S — у Сьєро Пачон (Чилі) на висоті 2737 м . Телескопи розташовуються в різних півкулях і разом можуть спостерігати об'єкти на усій небесній сфері. Перше світло на Gemini N отримали у 1998 р., а на Gemini S — у 2000 р. Офіційне відкриття Gemini S відбулось 18.01.2002 р.

Gemini North може працювати в близькому ІЧ- та в оптичному діапазонах, для цього його обладнано спектрографами й адаптивною оптикою та лазерними зорями-поводирями (laser-guide star). Gemini South також призначений для роботи в оптичному та інфрачервоному діапазонах і оснащений спектрографами високої роздільної здатності в цих діапазонах. Цікаво, що в



інфрачервоному діапазоні Gemini телескопи «бачать» зображення навіть краще за Космічний телескоп Габбла (мають ліпшу роздільну здатність), це забезпечується встановленою на ньому адаптивною оптикою.

Magellan-телескопи. У середині 1980-х років розпочалося втілення проєкта «Магелан» — будівництво в 100 км від міста Ла Серена (Чилі), де розташована обсерваторія Лас-Кампанас, найбільших на той час двох однакових телескопів-рефлекторів (рис. 1.23, в) з діаметром дзеркала 6,5 м. Монтування телескопів є альт-азимутальним, їх збудовано на відстані 60 м один від одного для роботи в режимі інтерферометра. Магелан 1 назвали The Walter Baade Telescope, або коротко — «Бааде-телескоп». Перше світло на ньому отримали 15.09.2000 р. Магелан 2 — The Clay Telescope — перше світло «побачив» 07.09.2002 р.

Поруч із цими телескопами йде будівництво **Giant Magellan Telescope** (Гігантський Магелланів телескоп), яке заплановано завершити в середині 2020-х років і ввести в дію в 2029 р. Складна система головного дзеркала містить сім первинних дзеркал-сегментів діаметром 8,4 м і масою 20 т кожне (рис. 1.23, г). Така система сегментів забезпечить загальну апертуру телескопа, що відповідає діаметру 24,5 м, а роздільна здатність буде в 10 разів вищою, ніж у Космічного телескопа Габбла. Основні учасники будівництва телескопа GMT — астрономічні установи США і Австралії.

The New MMT — багатодзеркальний телескоп, збудований на горі Маунт-Хопкінс (штат Арізона, США) на висоті 2600 м над рівнем моря. Спочатку він мав шість дзеркал діаметром 1,8 м, що утворювали первинне дзеркало діаметром 4,5 м, і називався The 4,5 m Multiple Mirror Telescope. 02.03.1998 р. його закрили на реконструкцію: 6 дзеркал замінили одним із діаметром 6,5 м (рис. 1.24, а). Перше світло на оновленому телескопі, який назвали новим MMT, отримали 17.05.2000 р.

БТА (Большой телескоп азимутальный Спеціальної астрофізичної обсерваторії РАН) є найбільшим у Росії і Європі оптичним телескопом (рис. 1.24, б). Розташований на горі Пастухова на висоті 2070 м над рівнем моря в Карачаєво-Черкесії у передгір'ях Північного Кавказу. Діаметр первинного дзеркала дорівнює 6,0 м, маса — 42 т, фокусна відстань — 24 м, маса рухомої частини телескопа — 650 т. Прийнятий вперше в світі альт-азимутальний принцип руху його оптичної осі дав назву теле-

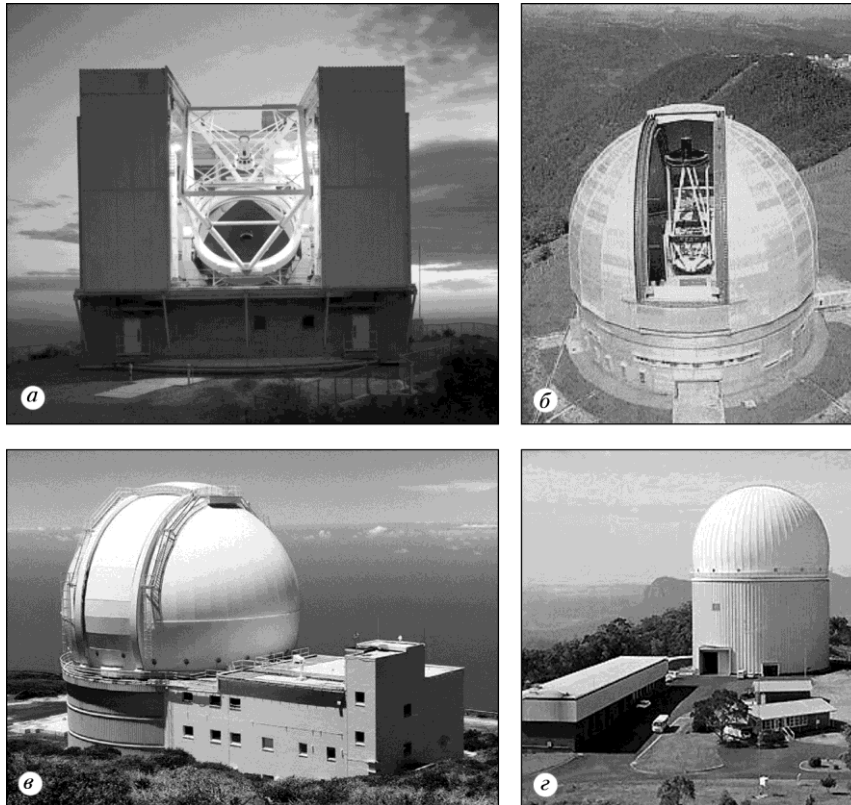


Рис. 1.24. Телескопи New MMT (а), БТА (б), а також телескоп William Herschel (в) та AAT (г)

скопу і сприяв створенню найбільших наземних оптичних телескопів. БТА працює в трьох фокусах. Кутова роздільна здатність телескопа становить $0,6''$ (у разі застосування спекл-інтерферометрії — $0,02''$). Діапазон довжин хвиль — $0,3\text{—}10\text{ мкм}$, гранична зоряна величина — 26^m .

WHT (*The 4,2-m Telescope*) — Телескоп Вільяма Гершеля — один із трьох телескопів групи Ісаака Ньютона (ING), є найбільшим телескопом у Західній Європі і входить до складу обсерваторії Рок де Лос Мучачос (2400 м над рівнем моря; Ла-Пальма, Канарські острови, Іспанія). Будівництво розпочалося в травні 1983 р. Діаметр головного дзеркала рефлекторного телескопа до-



рівнює 4,2 м. Телескоп має альт-азимутальне монтування (рис. 1.24, в). Перше світло отримано 01.06.1987 р. На той час телескоп був третім за розміром найбільшим оптичним телескопом з єдиним дзеркалом. Телескоп Гершеля на час введення в дію мав найсучасніше обладнання, що разом із чудовими погодними умовами місцевості його розташування зумовило те, що він став одним із науково найпродуктивніших телескопів у світі. Працює в оптичному та інфрачервоному діапазонах і дає змогу отримувати як зображення, так і спектри. Зокрема, огляди неба, проведені з його використанням, відігравали важливу роль у відкритті прискорення розширення Всесвіту.

AAT (*Anglo-Australian Telescope*). Місце для телескопа (рис. 1.24, г) було вибрано на горі Siding Spring (висота 1130 м над рівнем моря) поблизу м. Кунабарабран (штат Новий Південний Уельс, Австралія), де у 1965 р. почала працювати обсерваторія Австралійського національного університету, яку згодом назвали Англо-австралійською обсерваторією (ААО). Робочий діаметр первинного дзеркала ААТ становив 3,89 м, його було алюмініовано в 1974 р. Перше спостереження проведено 28.06.1975 р.

Mayall 4-m telescope — 3,9-метровий телескоп, який входить до складу Національної обсерваторії Кітт-Пік (США) та розташований на висоті 2100 м над рівнем моря (рис. 1.25, а). Його названо на честь директора обсерваторії Dr. Nicholas U. Mayall (1960—1971). Телескоп збудовано в кінці 1970 р. Перше світло він «побачив» 02.03.1973 р. Зробив значний внесок у встановлення ролі темної матерії у Всесвіті (спостерігаючи криві обертання галактик) та у визначення шкали відстаней позагалактичних об'єктів і великомасштабної структури Всесвіту.

ESO Телескоп Нової Технології NTT (*the ESO New Technology Telescope*) — перший телескоп, в якому використано активну оптику, що стало революційним проривом для спорудження великих наземних оптичних телескопів і отримання ними зображень оптимальної якості (рис. 1.25, б). Телескоп збудовано ESO в Чилі поруч з ESO 3,6-метровим телескопом «360» на горі Cerro la Silla на висоті 2400 м над рівнем моря в обсерваторії La Silla, що на 160 км північніше ніж La Serena. Діаметр первинного дзеркала телескопа становить 3,58 м. Монтування є альт-азимутальним. Перше світло отримано в березні 1989 р., а в 1997 р. проведено реконструкцію, внаслідок якої нова система спостереження стала ідентичною телескопам VLT. Новий контроль керування та

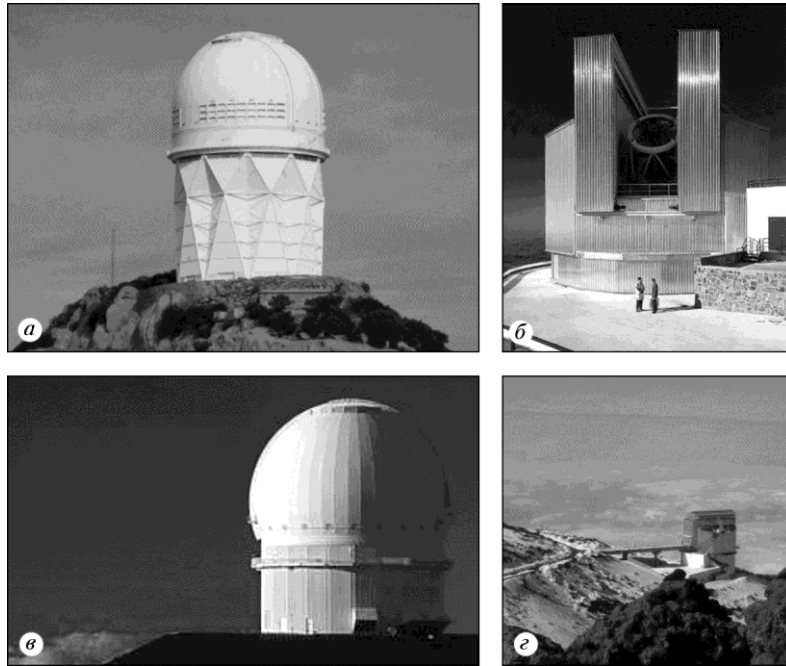


Рис. 1.25. Телескопи «Mayall» (а), ESO New Technology (б), CFHT (в) та Національний телескоп Галілея (г)

нові приймачі уніфіковано зі VLT-стандартом, тому телескопи ESO дуже зручні для спостережень із різноманітними інструментами, які, в свою чергу, можна просто замінити за необхідності.

CFHT (The Canada-France-Hawaii Telescope) — 3,6-метровий телескоп Канада—Франція—Гаваї побудовано в кінці 1970-х років. На той час він займав 6-те місце серед найбільших оптичних телескопів світу (рис. 1.25, в). Неурядова організація, що об'єднувала астрономів Канади, Франції та Гавайського університету ініціювала будівництво телескопа на горі Мауна-Кеа (Mauna Kea) на висоті 4200 м над рівнем моря. Телескоп працює в оптичному та інфрачервоному діапазонах. Перше світло отримано 06.08.1979 р.

TNG (Telescopio Nazionale Galileo) — 3,6-метровий Національний телескоп Галілея (рис. 1.25, г) — національний інструмент Італійського астрономічного товариства. Він належить Раді TICRA (The Italy's Astronomical Research Council) і працює під керівництвом

вом центру імені Галілео Галілея CGG (Centro Galileo Galilei), створеного в 1997 р. Національним консорціумом астрономії та астрофізики CNAА (Consorzio Nazionale per l'Astronomia e l'Astrofisica), який у 2002 р. увійшов до складу Національного інституту астрофізики Італії INAF (The Italian National Institute of Ast-

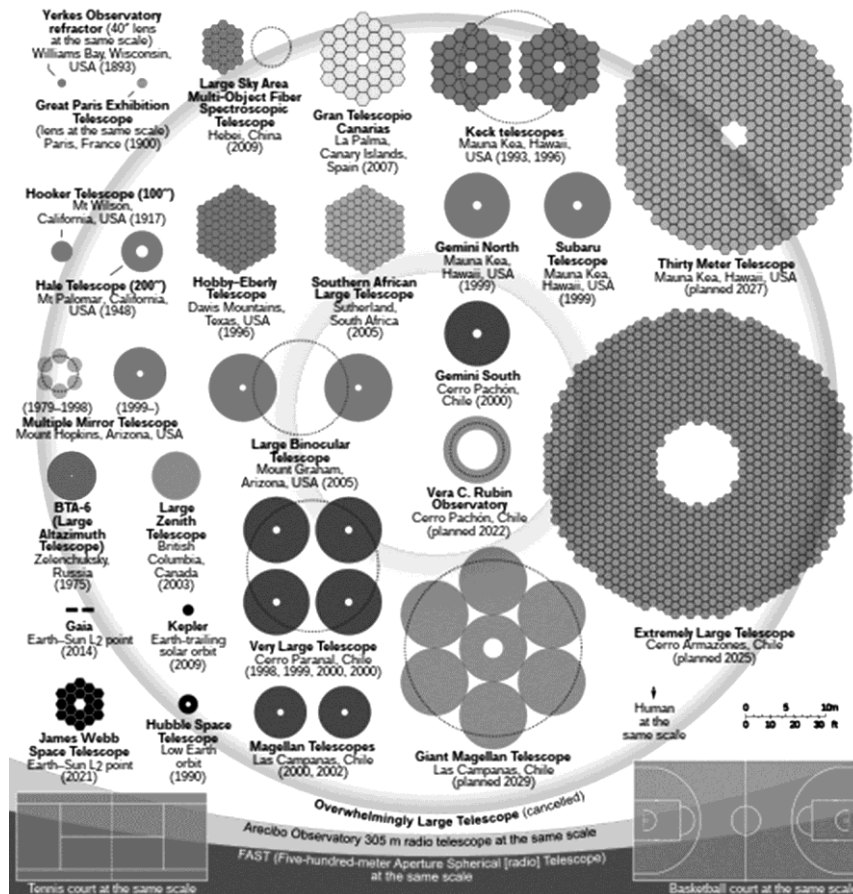


Рис. 1.26. Порівняння номінальних розмірів основних дзеркал телескопів-рефлекторів з діаметрами понад 3 м та кількох інших об'єктів. Пунктирні лінії — дзеркала з еквівалентною здатністю збирання світла (credit: Cmglee; data on holes in mirrors provided by an anonymous user from IP 71.41.210.146, ліцензія CC BY-SA 3.0, <https://commons.wikimedia.org/w/index.php?curid=33613161>)

rophysics). Телескоп збудовано на острові Ла Пальма (Іспанія) на висоті 2387 м над рівнем моря на території обсерваторії ORM (Roque de Los Muchachos Observatory). Діаметр первинного дзеркала, створеного за новою технологією із застосуванням активної оптики, становить 3,58 м. Телескоп має альт-азимутальне монтування. Перше світло на телескопі отримано в червні 1998 р.

На рис. 1.26 подано ілюстрацію з порівнянням номінальних розмірів основних дзеркал телескопів-рефлекторів з діаметрами понад 3 м та кількох інших об'єктів (див. також https://en.wikipedia.org/wiki/List_of_largest_optical_reflecting_telescopes). Серед об'єктів порівняння наведено космічні телескопи «Gaia» (1,45 × 0,5 м, 2013), Kepler (1,4 м, 2009), Космічний телескоп Габбла (2,4 м, 1990), телескоп James Webb Space Telescope (6,5 м, 2021); радіотелескопи «Arecibo» (антена 307 м, 1963—2016), FAST (антена 500 м з ефективною апертурою ≈ 300 м, 2016); середній зріст людини (1,77 м), тенісний корт (23,77 × 10,97 м).

1.4. Багатоканальна астрономія

Відкриття в 2017 р. гравітаційних хвиль, пов'язане з дослідженням нейтронних зорь у галактиках і передбачене А. Айнштайном у загальній теорії відносності (ЗТВ), дало змогу сформулювати новий напрям досліджень — астрономія з багатохвильової, мультихвильової (*multi-wavelength*, усі діапазони електромагнітного спектра) перетворилася на багатоканальну, мультиканальну (*multi-messenger*), яка використовує ресурси *гравітаційної астрономії, нейтринної астрономії та фізики високоенергетичних космічних променів*.

Пульсари (нейтронні зорі) характеризуються високоточним періодом обертання і у випадку, коли вони є компонентами подвійних зоряних систем, надають унікальні можливості для перевірки ЗТВ у сильних гравітаційних полях та підтвердження існування гравітаційних хвиль. Найбільш вивченими є пульсар PSR1913 + 16 — член подвійної системи (дві нейтронні зорі з приблизно однаковими масами $M_{n.z} \approx 1,4 M_{\odot}$), відкритий Халсом і Тейлором у 1975 р. та досліджений у багатьох працях, а також подвійний радіопульсар PSR J0737-3039 A + B, відкритий Бурже та ін. у 2003 р. Це єдина на сьогодні система, що містить два пульсари (їхні маси становлять $1,337 M_{\odot}$ і $1,250 M_{\odot}$): у неї найменший орбітальний період (2,45 год) з відомих подібних сис-



тем, де спостерігаються найсильніші релятивістські ефекти. Найточнішими для перевірки ЗТВ є компактні зорі у потрійних системах, до яких можна застосувати класичну задачу трьох тіл, але поки що вони є досить екстраординарними для спостережень. Донедавна було відомо лише одну таку систему, відкриту в 1999 р. Сорсеттом та ін., — мілісекундний пульсар PSR B1620-26, компаньйонами якого є білий карлик та екзопланета юпітеріанської маси. Тривалі спостереження досі не дали очікуваних результатів, оскільки виявилось, що ця система є слабковзаємодійною (Sigurdsson et al., 2003). Нагадаємо, що на сьогодні відомо близько двох тисяч пульсарів, з яких 10 % є мілісекундними.

Саме існування масивних пульсарів і обертання таких найщільніших об'єктів довкола своєї осі з неймовірною швидкістю в декілька сотень обертів за секунду призводить (у разі відхилення форми нейтронної зорі від сферичної всього на декілька сантиметрів) до створення власних гравітаційних хвиль. Зіткнення та злиття нейтронних зорь спричиняє короткий імпульс енергії, потужність якого переважає потужність усіх зорь у Галактиці. Цього достатньо, щоб змусити простір у околі джерела «коливатися» та поширювати гравітаційні хвилі. Така подія — безпосередня реєстрація і відкриття гравітаційних хвиль від джерела злиття нейтронних зорь, яку називають гравітаційна хвиля GW170817, — стала можливою після об'єднання потужностей двох гравітаційних детекторів: американського LIGO та європейського VIRGO.

GW170817 зареєстровано 17.08.2017 р., а офіційне повідомлення з підтвердженням з'явилося 16.10.2017 р. Спостереження на наземних і космічних обсерваторіях проводили 70 груп вчених, а співавторами однієї зі статей, присвячених цій події, стали понад 3,6 тис. учених (Abbott et al., 2017). Спалах γ -випромінювання від джерела у напрямку сузір'я Гідра тривав 2 с і був зареєстрований космічними телескопами «Fermi» та пізніше INTEGRAL, а післясвітіння в усіх спектральних діапазонах тривало декілька тижнів. Це дало змогу через дев'ять днів отримати зображення джерела в X-діапазоні за допомогою обсерваторії «Swift», а через 25 днів — у радіодіапазоні, а також зареєструвати нейтрино від події лабораторією IceCube. Спалах був настільки потужним, що потрапив у зону чутливості гравітаційних детекторів LIGO/VIRGO і тривав одну хвилину. Унаслідок реєстрації події багатьма каналами отримання даних з'явилася можливість довести, що γ -спалах відбувся від злиття нейтронних зорь масою

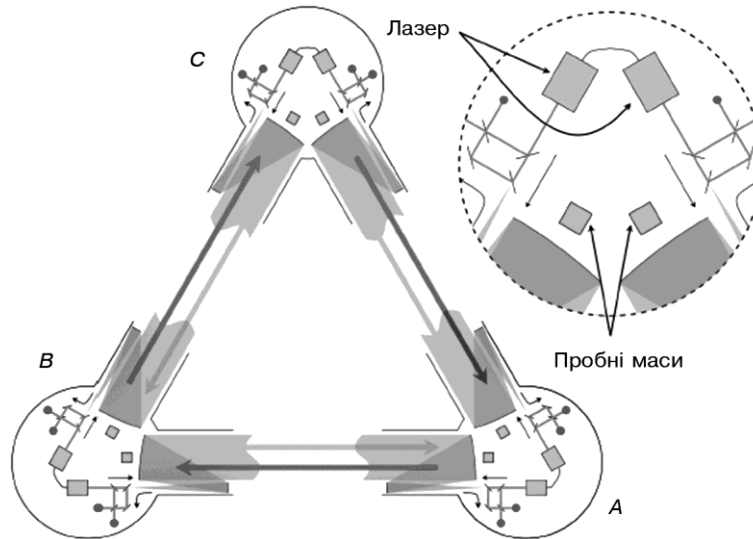


Рис. 1.27. Схема сузір'я космічних апаратів — інтерферометрів LISA (credit: https://www.researchgate.net/publication/45884776_LISA_long-arm_interferometry)

від 1,1 до 1,6 $M_{\odot}$, які перебували на відстані 130 млн св. років від Землі, у галактиці NGC 4993, а також зробити довгоочікуване відкриття гравітаційних хвиль реальністю¹.

Майбутня космічна місія *Laser Interferometer Space Antenna* (LISA) призначена для виявлення й точного вимірювання гравітаційних хвиль застосуванням лазерної інтерферометрії. Для цього залучатимуться три космічні апарати, розташовані в кутах рівностороннього трикутника *A*, *B*, *C* (рис. 1.27). Площина трикутника з космічними апаратами буде нахилена до площини орбіти Землі також під кутом 60°. Таким чином, три космічні апарати утворять два незалежні інтерферометри Майкельсона з плечем ~1 млн км і будуть рухатись уздовж орбіти, прямуючи за Землею на відстані ~52 млн км. Це дасть змогу реєструвати гравітаційні хвилі під час збурення простору-часу: кожен із трьох супутників міститиме дві рухомі оптичні збірки, що складати-

¹ Нобелівську премію з фізики в 2017 р. за вирішальний внесок у створення детектора LIGO і спостереження гравітаційних хвиль отримали американські вчені Р. Вайсс, Б. Бериш і К. Торн.



муться з телескопа, оптичної системи інтерферометра і пробної маси, яка буде не закріплена, а перебуватиме у вільному стані.

Для компенсації негравітаційних впливів на комірні апарати, зокрема тиску сонячного вітру, на них буде встановлено пари датчиків лінійних прискорень (сині трикутники на рисунку) проєкції на одну з 3D осей датчиків. Пробні тіла (куби зі стороною 46 мм і масою ~2 кг, вироблені з золота і платини) всередині датчиків прискорень здатні вільно дрейфувати вздовж їх робочої осі, а за двома іншими напрямками пробні тіла жорстко фіксуються електростатичними силами. Датчики протестовані під час космічної місії *LISA Pathfinder*. Матеріали для пробних тіл — золото і платина — вибрано внаслідок їх високої густини, низької магнітної чутливості, електростатично однорідної та інертної поверхні.

Трикутна конфігурація дасть змогу на кожному із супутників не тільки вимірювати відстані між ними (AB , AC , BC на рис. 1.27), а й двічі вимірювати фазу інтерференції (відстань) між супутником і пробною масою. Коли гравітаційна хвиля змінює структуру простору-часу між двома космічними апаратами, з'являється можливість виміряти відносні зміни довжини плечей інтерферометра (з точністю ~10 см) за зсувом фази лазерного променя, тобто сигнал суми змін фаз між «пробна маса—супутник», «супутник—супутник», «супутник—пробна маса» аналізуватиметься на присутність сигналу гравітаційних хвиль. Окрім детектування гравітаційних хвиль, вимірюватиметься їхня поляризація та встановлюватимуться напрямки на джерело цих хвиль. Інформація зі всіх апаратів буде передаватися лазерними променями на один із них для подальшого прийому на Землі. З метою усунення сил негравітаційного походження, таких як тиск світла та сонячний вітер, кожен апарат сконструйовано за концепцією космічних апаратів із вбудованою системою мікрокорекції орбіти, так звані zero-drag satellites.

1.5. Астроінформаційний ресурс оглядів позагалактичних джерел

Нова якість сучасної позагалактичної астрономії — *мультихвильова* — потребує використання нових інформаційних технологій та потужного програмно-математичного забезпечення, здатного впоратися зі спільною одночасною обробкою тера-

байтних обсягів даних: комбінацій спостережних оглядів позагалактичних джерел у радіо, ІЧ-, УФ-, оптичному, Х- і γ -діапазонах електромагнітного спектра, поданих прямими зображеннями, спектрами, фотометрією, таблицями та ін., збільшуючи тим самим науковий потенціал отриманих даних (D'Abusco et al., 2009; Вавилова и др., 2010).

Одним із таких ресурсів є *віртуальні обсерваторії* (ВО), представлені архівами багатохвильових оглядів позагалактичних джерел, та об'єднані астрономічні бази даних. Користуючись ними, вчені фактично ведуть «спостереження» за обраними об'єктами дослідження у віртуальному середовищі й отримують усі необхідні параметри у пошуковому діапазоні довжин хвиль. Віртуальні астроінформаційні технології дають можливість створювати власні бази даних минулих і сьогочасних спостережень обраних небесних об'єктів, отриманих за допомогою наземних (космічних) телескопів, а також аналізувати й обробляти ці дані.

Віртуальна обсерваторія як нова астроінформаційна технологія виникла внаслідок безпрецедентного пришвидшення темпів накопичення науково-значущих астрономічних даних, обсяг яких вимірюється петабайтами (ПБ) (табл. 1.4). За деякими оцінками в найближчі роки швидкість поповнення астроінформації становитиме 2—4 ПБ за рік. Передусім це пов'язано з даними космічних місій, що завершили дослідження або працюють нині, а також запланованими до запуску. Вони генерують не тільки колосальну за обсягами, а й складну за структурою сукупність даних, що потребує нових принципів підходу до їх зберігання та оброблення. За понад столітню історію спостережень на наземних телескопах в обсерваторіях світу накопичено величезні архіви даних, які часто є недоступними як через розосередженість та розрізненість астроінформації, так і через відсутність цього матеріалу в оцифрованому вигляді в єдиному віртуальному середовищі. Завдання ефективного використання цих даних потребує застосування і розроблення нового покоління апаратних (комп'ютерні потужності, накопичувачі даних, канали зв'язку, мережі й т. ін.) і програмних (бази даних, інтерфейси, протоколи, додатки, стандарти, мови запитів, алгоритми пошуку і т. п.) ресурсів. *«Відсутність цих ресурсів є “пляшковим горлечком” астрономії: дані є, а засобів вилучення з них знань немає»* (Carvalho et al., 2010).



Таблиця 1.4. Порівняльний обсяг даних астроінформаційного ресурсу оглядів неба

DPOSS (The Palomar Digital Sky Survey)	3 ТБ
2MASS (The Two Micron All-Sky Survey)	10 ТБ
GBT (Green Bank Telescope)	20 ПБ
GALEX (The Galaxy Evolution Explorer)	30 ТБ
SDSS (The Sloan Digital Sky Survey)	40 ТБ
SkyMapper Southern Sky Survey	500 ТБ
PanSTARRS (The Panoramic Survey Telescope and Rapid Response System)	~40 ПБ (очікується)
LSST (The Large Synoptic Survey Telescope)	~200 ПБ (очікується)
SKA (The Square Kilometer Array)	~4,6 ЕБ (очікується)

Астроінформаційний ресурс каталогів і спостережних оглядів на вебсайтах і архівах (див. підрозд. 1.3) у сучасну ІТ-епоху розвитку астрономії відіграє роль віртуальної обсерваторії та дає можливість використовувати ці дані одночасно для досліджень мультихвильових властивостей позагалактичних об'єктів Всесвіту. Довідкову інформацію щодо найважливіших оглядів неба наведено в табл. 1.5 (див. також https://en.wikipedia.org/wiki/List_of_astronomical_catalogues).

Концепцію віртуальної обсерваторії вперше описали Салай і Грей, означивши її (використовується й сьогодні) так: «Віртуальна обсерваторія — це сукупність взаємодійних архівів даних та програмних засобів, що використовують Інтернет для формування наукового дослідницького середовища, в якому можна проводити астрономічні дослідницькі програми. Основна мета віртуальної обсерваторії — забезпечити прозорий та розподілений доступ до даних у всьому світі, що допомагає вченим відкривати, отримувати, аналізувати та комбінувати результати у зручному для користувача режимі» (Szalay & Gray, 2001).

Віртуальна обсерваторія як, насамперед, засіб отримання та оброблення даних є невід'ємною частиною сучасних оглядів позагалактичних джерел, виконаних за допомогою наземних і космічних телескопів. Відповідне програмно-математичне забезпечення й необхідний інструментарій оброблення та моделювання фотометричних і спектральних даних та зображень галактик є на вебсайтах оглядів і в зведених базах даних спостережень. Інформацію про найважливіші астрономічні огляди неба та їхні багатохвильові спектrophотометричні дані подано в табл. 1.5¹.

¹ Для підготовки табл. 1.5 використано дані з праці (Mickaelian, 2016).

Т а б л и ц я 1.5. Найважливіші астрономічні огляди неба та їхні багато

Огляд, каталог	Роки	Спектральний діапазон
Fermi-GLAST	2008—2014	10 MeV—100 GeV
INTEGRAL	2002—2014	15 keV—10 MeV
ROSAT FSC	1990—1999	0,07—2,4 keV
GALEX AIS	2003—2012	1344—2831 Å
APM	2000	Оптимальний, <i>b, r</i>
USNO—A2.0	1998	Оптимальний, <i>B, R</i>
USNO—B1.0	2003	Оптимальний, <i>B, R, I</i>
Tycho—2	1989—1993	Оптимальний, <i>BT, VT</i>
SDSS DR 12	2000—2014	Оптимальний, <i>u, g, r, i, z</i>
DENIS	1996—2001	0,8—2,4 мкм
2MASS PSC	1997—2001	1,1—2,4 мкм
2MASS ESC	1997—2001	1,1—2,4 мкм
WISE	2009—2013	3—22 мкм
IRAS PSC	1983	8—120 мкм
AKARI FIS	2006—2008	50—180 мкм
Planck	2009—2011	0,35—10 мм
WMAP	2001—2011	3—14 мм
FIRST	1999—2015	21 см
WENSS	1998	49/92 см
7C	2007	198 см
UTR2 GR	1978—2007	12—30 м

* Каталог і архів подано в порядку збільшення довжини хвиль.

HLA (The Hubble Legacy Archive) призначено для оптимізації даних із Космічного телескопа Габбла, який надає розширені можливості перегляду (<https://hla.stsci.edu/hlaview.html>), зокрема й останньої версії *Hubble Source Catalogs*, опубліковану 27.06. 2019 р. (<http://archive.stsci.edu/searches.htm>). Цей архів є частиною архіву *Mikulski Archive for Space Telescope* про космічні місії в оптичному, УФ- та ближньому ІЧ-діапазонах (<http://archive.stsci.edu/index.html>).

Архів Європейського космічного агентства (*The European Space Agency Science Archive*) можна запросити після отримання членства в астрономічному співтоваристві (<http://archive.eso.org/cms.html>). Він містить дані зображень *ESO Imaging Survey* та інших проєктів: *GOODS*, *zCOSMOS*, *VIPERS*; усі необроблені спостереження, виконані в La Silla Paranal Observatory на телескопах NTT, MPG-ESO 2.2 m, ESO 3.6 m, VLT/VLTI, VIMOS та APEX (Bel et al., 2014; Cucciati et al., 2014); необроблені дані з



хвильові спектрофотометричні дані*

Площа неба, □'	Чутли- вість, маг/мЯн	Кількість джерел	Щільність об'єктів, □'
Все небо	—	3033	0,07
Все небо	—	1126	0,03
Все небо	—	105 924	2,57
21 435	20,8 ^m	65 266 291	3044,85
20 964	21,0 ^m	166 466 987	7940,61
Все небо	21,0 ^m	526 280 881	12 757,40
Все небо	22,5 ^m	1 045 913 669	25 353,64
Все небо	16,3 ^m	2 539 913	61,57
14 555	22,2 ^m	932 891 133	64 094,20
16 700	18,5 ^m	355 220 325	21 270,68
Все небо	17,1 ^m	470 992 970	11 417,46
Все небо	17,1 ^m	1 647 599	39,04
Все небо	15,6 ^m	563 921 584	13 669,83
39 603	400 мЯн	245 889	6,21
40 428	550 мЯн	427 071	10,56
Все небо	183 мЯн	33 566	0,81
Все небо	500 мЯн	471	0,01
10 000	1 мЯн	946 432	94,64
9950	18 мЯн	229 420	23,06
2388	40 мЯн	43 683	18,29
25 200	3—5 Ян	2302	0,09

UKIRT Infrared Deep Sky Survey (UKIDSS); Hubble Space Telescope Data; DSS і такі каталоги, як USNO A2.0, Guide Star Catalogue v2.2, 2MASS, Tycho-1 і Tycho-2, Hipparcos.

SSDC (The Space Science Data Center), яким оперує Італійське космічне агентство, — це науковий центр оброблення та архівування даних (<https://www.ssdsc.asi.it/overview.html#>), насамперед супутників у γ - та X-діапазонах (EINSTEIN, EXOSAT, ROSAT, Swift, AGILE, Fermi, NuSTAR та AMS). Центр підтримує інші архіви попередніх і готує віртуальні платформи для майбутніх космічних місій (наприклад, Herschel, Gaia і Planck, ВерроSAX і Chang-E, CHEOPS, EUCLID та ін.); надає такі каталоги даних, як TeGeV Catalog, AGILE Catalogs, Fermi Catalogs, Third EGRET Catalog, ВерроSAX, зокрема каталог The ВерроSAX GRBM про вибухи гамма-променів, White dwarfs каталог з огляду SDSS, Plotkin Catalog, каталоги Planck та WMAP; має інструменти пошуку та калькулятори SSDC Sky Explorer, Swift Simulator,

NuSTAR Simulator, SSDC Angular Distance Calculator та різні інструменти конверсії.

Astronomer's Bazaar CDS (The Strasbourg astronomical Data Center) підтримує найбільшу колекцію каталогів астрономічних даних спостережень зорь, галактик та інших позагалактичних об'єктів. Онлайн-сервіси, які нині надаються CDS, включають у себе службу каталогів *VizieR Catalogue Service*, яка забезпечує можливість використання найповнішої бібліотеки опублікованих астрономічних каталогів та таблиць даних, доступних у режимі онлайн; інтерактивний небесний атлас *Aladin* і базу даних метакомпіляції астрономічних об'єктів *SIMBAD*. *SIMBAD* (<http://simbad.u-strasbg.fr/simbad/>) містить основну інформацію про небесний об'єкт і відповідну бібліографію. Конструкція цієї бази даних є неоднорідною, оскільки вони надходять від будь-яких приладів на всіх довжинах хвиль із довільною роздільною здатністю та астрометрією, а також із різними назвами в різних публікаціях. Проте професійним астрономам дуже корисно отримати повну інформацію про каталогізовані небесні тіла, тому ця база даних доповнюється сервісом *Aladin* (<https://aladin.u-strasbg.fr/>), який дає змогу користувачу візуалізувати оцифровані астрономічні зображення, накладати записи з каталогів або баз даних та інтерактивно отримувати доступ до інших даних у стандартах віртуальної обсерваторії.

Корисні освітні інструменти надаються через вебсайт *Royal Astronomical Society*, який надає доступ до 126 астрономічних баз даних та архівів ([urlhttps://ras.ac.uk/education-and-careers/for-everyone/](https://ras.ac.uk/education-and-careers/for-everyone/)) та *Data Centre for Astrophysics, Astronomy Department of the University of Geneva* (<https://www.isdc.unige.ch/>).

Із усіх космічних місій в γ - та X-діапазонах найважливішою базою даних є HEASARC (*High Energy Astrophysics Science Archive Research Center*), яка через різноманітні інтерфейси онлайн-платформи надає користувачу доступ до багатьох різних типів астроінформації. Внаслідок об'єднання HEASARC із *Legacy Archive for Microwave Background Data Analysis* (LAMBD, <https://lambda.gsfc.nasa.gov/>) у 2008 р. HEASARC міститиме також дані проєктів щодо спостережень реліктового випромінювання.

До інших потужних об'єднаних баз даних для позагалактичних досліджень належать *HyperLEDA* та *NASA/IPAC Extragalactic Database (NED)*.

HyperLEDA — це база даних та сукупність інструментів для вивчення фізики галактик і космології (<http://leda.univ-lyon1.fr>). База даних підтримується завдяки співпраці між Ліонською обсервато-



рією (Франція) та Спеціальною астрофізичною обсерваторією РАН (Росія) (Makarov et al., 2014). Принцип роботи HyperLEDA полягає в тому, щоб компільовані з різних джерел вимірювання параметрів галактик об'єднати в унікальний однорідний опис астрономічних даних, що дає можливість досліднику порівнювати об'єкти, розташовані на різних червоних зміщеннях, що є продовженням серії Reference Catalogues of Bright Galaxies де Вокулера.

NED (<http://ned.ipac.caltech.edu/>) — основна база даних позагалактичних об'єктів, яка є також компілятивною та містить основну інформацію про тип об'єкта, координати, зоряні величини, червоне зміщення (швидкість), розмір, спектральний або морфологічний тип, про всі багатохвильові огляди, де об'єкт досліджувався, та надає повний перелік джерел посилання на об'єкт. Має безліч онлайн-калькуляторів основних параметрів галактики. До нових послуг належить *NED Gravitational Wave Follow-up Service*, GWF, розроблена для полегшення пошуку електромагнітних аналогів подій детектування гравітаційних хвиль. Протягом декількох хвилин після того, як *LIGO (Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory)* надішле попередження типу *alert* з використанням координатної мережі γ -променів, сервіс NED (<https://ned.ipac.caltech.edu/gwf/>) відповість на це попередження за допомогою перехресного зіставлення в 3D-картці HEALPix цієї події з галактиками Місцевого Всесвіту та забезпечить всебічне зображення контурів вірогідності (розташування всіх галактик у базі даних NED у межах 90 % обсягу ймовірності LIGO), а топ-20 галактик відсортують її за абсолютною величиною у K_s -смузі огляду 2MASS (див. рис. 1.13).

Дві важливі космічні місії — *HIPPARCOS* і *GAIA* — дали змогу виконати точні розрахунки положень і власних рухів зорь у нашій та інших галактиках, створити фотометричні стандарти для оцінювання відповідних параметрів позагалактичних джерел випромінювання та розробити нові фундаментальні *опорні системи координат небесних об'єктів*.

Місія *HIPPARCOS*, яка виконувалася в 1989—1993 рр., — перший космічний проєкт, повністю присвячений астрометричним цілям, а саме точним вимірюванням положень, власних рухів і паралаксів зорь. У 1997 р. European Space Agency (ESA) опублікувало низку зведених каталогів — *Hipparcos catalogue* та *Tycho catalogue*, зокрема тритомний каталог *Millennium Star Atlas*. Результати оброблення спостережень дали змогу створити *Hipparcos Catalogue* 118 218 зорь, занесених до Атласу з найвищою на сьогодні точністю положень і власних рухів. *Tycho Catalogue* містить

інформацію про 1 058 332 зорь, а каталог *Tycho 2 Catalogue* — інформацію про 2 539 913 зорь, у тому числі 99 % усіх зорь до 11^m (Høg, 2000; <https://www.cosmos.esa.int/web/hipparcos>). До основних досягнень належить також «...уточнення шкали відстані, що характеризує широкомасштабні кінематичні рухи в околі Сонця в нашій Галактиці, — це забезпечує точні дані про світності під час моделювання зорь та підтвердження ефектів загальної теорії відносності Айнштейна про вплив сили тяжіння на відхилення випромінювання зорь» (Perryman, 2009; та, детальніше, Яцків та ін., 2005; Яцків та ін., 2013; Александров та ін., 2015).

Місію *Gaia* виведено на орбіту в грудні 2013 р. Остаточний каталог має містити повні астрометричні (положення, відстань, власний рух) та фотометричні (яскравість, колір) параметри для понад мільярда зорь, а також багато додаткової інформації, зокрема класифікацію джерел і списків змінних зорь, декількох зоряних скупчень та батьківських зорь екзопланет. Для понад 150 млн зорь вимірюватимуться радіальні швидкості. Остаточний каталог *Gaia* буде фактично «...переписом зоряного населення нашої Галактики з такою точністю та деталізацією, що дасть можливість переосмислити астрономічну систему координат» (<http://sci.esa.int/gaia/58277-towards-the-final-gaia-catalogue/>). *Gaia DR 1* вміщує дані, що охоплюють спостереження за 14 місяців роботи телескопа, зокрема положення та вимірювані G-величини для 1,1 млрд зорь, положення та G-величини для 2152 квазарів, які є базою Міжнародної небесної системи координат ICRF (Gaia Collaboration 2016). *Gaia DR 2* охоплює спостереження за 22 місяці роботи телескопа, містить положення та G-величини для ~1,7 млрд зорь, положення та G-величини для понад 0,5 млн квазарів, що дає змогу вперше повністю визначити Міжнародну небесну опорну систему координат лише за оптичними спостереженнями позагалактичних джерел (<http://sci.esa.int/gaia/60243-data-release-2/>) (Gaia Collaboration, 2018).

Крім того, є також портал для астрономів та фізиків *SAO/NASA Astrophysics Data System, ADS* (<http://ads.harvard.edu/>), який підтримується Smithsonian Astrophysical Observatory (SAO) за грантом NASA. ADS містить три основні бібліографічні бази даних (астрономія та астрофізика, фізика, електронні архіви *arXiv*) із ~15 млн (на кінець 2021 р.) публікацій, забезпечуючи їх науково-бібліометричні показники та широкі можливості ознайомлення як із історичними, так і з новітніми досягненнями в астрономії.

РОЗПОДІЛИ ЕНЕРГІЇ ТА ГУСТИНИ МАТЕРІЇ В ГАЛАКТИКАХ

2.1. Інтегральний спектральний енергетичний розподіл

Галактики випромінюють у всьому діапазоні електромагнітного спектра (рис. 2.1) і, за винятком тих галактик, в яких переважають процеси нетеплового випромінювання, основним внеском в УФ-, оптичні та ІЧ-спектри всіх галактик є випромінювання зорь і перероблений газ та пил навколишнього міжзоряного середовища (МЗС). На рис. 2.1 наведено галактику Вир — взаємодійну галактику в сузір'ї Гончі Пси, яка розташована на відстані 37 млн св. років від Землі. Вона складається з великої спіральної галактики NGC 5194, на кінці одного з галактичних рукавів якої знаходиться галактика-компаньйон NGC 5195. Мозаїкове SED-зображення в різних діапазонах електромагнітного спектра отримано космічними і наземними телескопами (зліва направо): Х-діапазон («Chandra»), УФ («Galex»), оптичний (Космічний телескоп Габбла), ІЧ («Spitzer»), радіо (VLA: MPIfR Bonn) (Chandra: NASA/CXC/SAO; Galex: NASA/JPL-Caltech; HST: NASA/AURA/STScI/Hubble Heritage Team; Spitzer: NASA/JPL-Caltech, VLA: MPIfR Bonn).

Спектральний енергетичний розподіл (spectral energy distribution, SED) — залежність енергії від довжини хвилі (частоти) у всьому діапазоні електромагнітного спектра — важливий інформаційний «мультихвильовий» параметр галактик і водночас графічне відображення властивостей їхнього випромінювання (рис. 2.2). Зокрема, в ІЧ-астрономії таке подання даних використовується для опису галактик із молодим зоряним населенням, а в радіоастрономії — для опису синхротронного випромінювання. Розподіл функції Планка

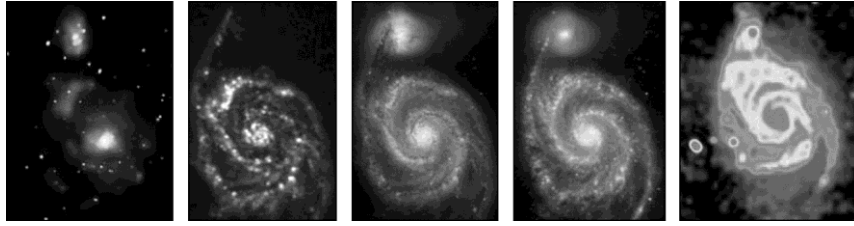


Рис. 2.1. Галактика Вир (M51a/b, NGC 5194/5195, Arp 85, VV1)

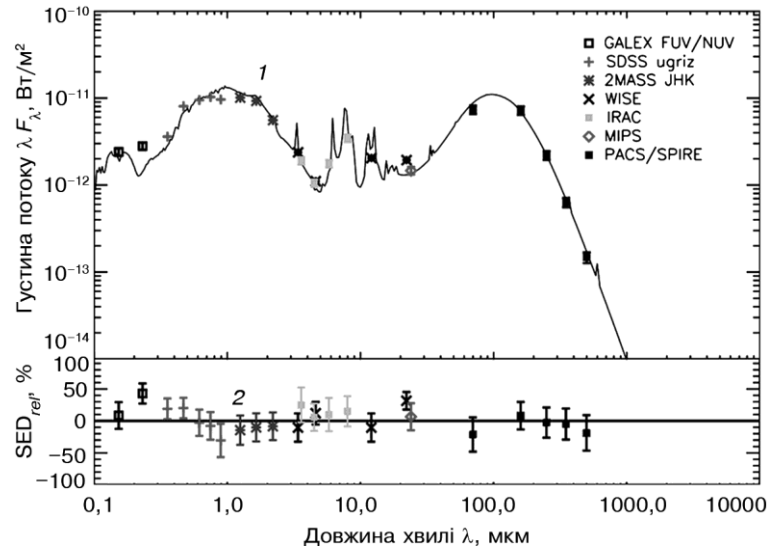


Рис. 2.2. Мультихвильовий спектральний енергетичний розподіл галактики Вир M51:

1 — змодельована модель перенесення випромінювання (включно газ, пил, молоді гарячі зорі) згідно з даними оглядів в УФ-, оптичному та ІЧ-діапазонах; 2 — відносна різниця між спостережуваними і змодельованими щільностями потоку випромінювання $SED_{rel} = (F_{obs} - F_{model})/F_{obs}$ (De Looze et al., 2018)

$B_v(T)$ (формула (1.12)) для різних температур (див. рис. 1.2) також можна розглядати як приклад спектрального енергетичного розподілу.

Параметр SED використовується не тільки для аналізування та пошуку зв'язку фізичних процесів у підструктурах галактик, результатом яких є випромінювання в різних спектральних діапазонах. Застосовуючи SED, можна, зокрема, отримати оцінку



зоряної маси галактики, співвідношення маса—світність і внесок темної матерії за профілем густини маси, загальну масу пилу та інших компонентів дифузної матерії, профілі поверхневої яскравості та хімічний склад, а також встановлювати фотометричні відстані до галактик.

Оскільки оптичні спостереження проводяться за допомогою комбінацій фільтрів і детекторів, а відношення потоків залежать від вибору фільтра (спектральний розподіл енергії джерел може бути різним), то *відносну зоряну величину* визначають для кожного такого фільтра окремо. Основні фільтри наведено на рис. 2.3 і в табл. 2.1 разом з їхніми характеристичними довжинами хвиль і оптичною шириною самих фільтрів. Відносну величину для фільтра X подають як m_X і, зазвичай, вона дорівнює X (тобто для B -довжини хвилі фільтра $m_B = B$).

З'ясуємо, як співвідносяться значення зоряної величини для різних фільтрів. Це потрібно насамперед для визначення кольору джерел випромінювання (книга 1, розд. 3). Щоб знайти колір, застосовують класи зорь, а саме головну послідовність зорь спектрального класу A0, для якої зоря Вега є реперною. Для такої зорі за визначенням $U = B = V = R = I = \dots$, тобто показник кольору для неї дорівнює 0 (рис. 2.3, ϵ).

Для точнішого визначення введемо функцію $T_X(\nu)$, яка є переходом для системи фільтр—детектор. Функція $T_X(\nu)$ відповідає частці вхідних фотонів з частотою ν , зареєстрованих детектором. Відносну зоряну величину джерела зі спектральним потоком S_ν розраховують як

$$m_X = -2,5 \log \left(\frac{\int T_X(\nu) S_\nu d\nu}{\int T_X(\nu) d\nu} \right) + \text{const}, \quad (2.1)$$

де const визначають з реперної зорі.

Іншим широко застосовуваним методом розрахунку відносної зоряної величини є AB -система. На відмінну від зоряної ве-

Таблиця 2.1. Центральна (ефективна) довжина хвилі та ширина фільтрів залежно від фільтрів Джонсона

Параметр	U	B	V	R	I	J	H	K	L	M
$\lambda_{\text{сф}}$, нм	367	436	545	638	797	1220	1630	2190	3450	4750
$\Delta\lambda$, нм	66	94	85	160	149	213	307	39	472	460

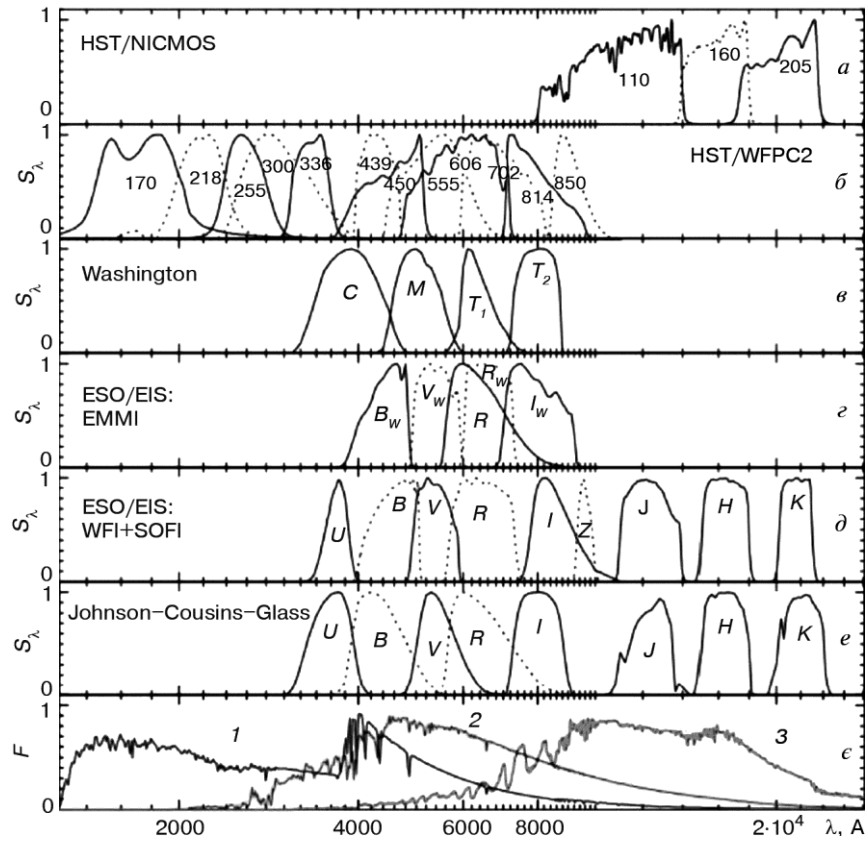


Рис. 2.3. Криві пропускання різних фільтрів:

a, б — фільтри камер NICMOS та WFPC2 на борту Космічного телескопа Габбла; *в* — Вашингтонська система фільтрів; *г* — фільтри приладу EMMI на ESO New Technology Telescope (NTT, Новий Технологічний Телескоп Європейської Південної обсерваторії, 3,58 м); *д* — фільтри WFI на SOFI NTT ESO/MPG 2,2-метровому телескопі; *е* — система фільтрів Джонсона—Казінса; *є* — спектри трьох зорь різного спектрального класу з різними ефективними температурами — Вега (1), Сонце (2), M5III (3)

личини Веги в цьому випадку використовується не розподіл спектральної енергії, а лише певна енергія за сталого потоку для всіх частот $S_v^{ref} = S_v^{AB} = 2,89 \cdot 10^{-21} \text{ ерг} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{Гц}^{-1}$. Цю величину обрано так, щоб зорі класу A0 (наприклад, Вега, Vega) мали таку саму відносну зоряну величину в оригінальній системі Джонсона для *V*-діапазону, як і у випадку *AB*-систем, тобто



$m_V^{AB} = m_V$. Використовуючи рівняння (2.1), отримаємо співвідношення між цими двома системами:

$$m_X^{AB} - m_X^{Vega} = -2,5 \log \left(\frac{\int T_X(\nu) S_\nu^{AB} d\nu}{\int T_X(\nu) S_\nu^{Vega} d\nu} \right) = m_{AB \rightarrow Vega}. \quad (2.2)$$

Наприклад, для фільтрів приладу ESO WFI в Чилі (рис. 2.3, д), сконструйованих для набору фільтрів Джонсона, справджуються співвідношення: $U_{AB} = U_{Vega} + 0,80$; $B_{AB} = B_{Vega} - 0,11$; $V_{AB} = V_{Vega}$; $R_{AB} = R_{Vega} + 0,19$; $I_{AB} = I_{Vega} + 0,59$.

Відносна зоряна величина джерела сама по собі не вказує на його світність, бо для її визначення потрібні також відстань D до джерела і потік S_ν . Нехай L_ν — певна світність джерела, тобто енергія, що випромінюється в одиницю часу і в певному інтервалі частот, тоді потік можна подати як $S_\nu = \frac{L_\nu}{4\pi D^2}$, де для

спрощення припускається, що джерело випромінює ізотропно. Маючи відносну зоряну величину як оцінку для потоку S_ν (для відповідної частоти і фільтра), бажано мати аналогічну оцінку для світності, що описує фізичні властивості джерела випромінювання. Для таких задач введено *абсолютну зоряну величину* M_X (X відповідає певному фільтру). Вона дорівнює відносній зоряній величині для джерела у припущенні, що останнє знаходиться на відстані 10 пк від Землі. Абсолютна зоряна величина джерела не залежить від відстані до нього, а відносна залежить. За допомогою рівняння для потоку S_ν знаходимо відношення відносної до абсолютної зоряної величини і, як наслідок, — модуль відстані:

$$m_X - M_X = 5 \log \left(\frac{D}{1 \text{ пк}} \right) - 5 = \mu. \quad (2.3)$$

Тут μ — модуль відстані, який є логарифмічною величиною: $\mu = 0$ для $D = 10$ пк, $\mu = 10$ для $D = 1$ кпк, $\mu = 25$ для $D = 1$ Мпк і так далі (книга 1, розд. 5). Різниця між відносною і абсолютною зоряними величинами не залежить від вибору фільтра і дорівнює модулю відстані за відсутності поглинання. Загалом ця різниця змінюється залежно від поглинання в нашій Галактиці і залежить від вибору фільтра.

Повна світність L джерела є інтегралом певної світності L_ν за усіма частотами. Аналогічно, повний потік джерела є інтегралом

певного потоку за усіма частотами. *Відносна болометрична зоряна величина* m_{bol} є логарифмічною величиною повного потоку:

$$m_{bol} = -2,5 \log S + \text{const}, \quad (2.4)$$

де сталу знаходять за реперними зорями. Аналогічно, *абсолютну болометричну зоряну величину* визначають середнім модулем відстані, як і в рівнянні (2.4), і залежить вона від болометричної світності джерела як

$$M_{bol} = -2,5 \log L + \text{const}. \quad (2.5)$$

Сталу можна задати, наприклад, використовуючи параметри Сонця: відносну болометричну зоряну величину $-26,83$ і відстань в одну астрономічну одиницю, що відповідає модулю відстані $\mu = -31,47$. З урахуванням цих параметрів абсолютна болометрична зоряна величина Сонця становить $M_{bol} = m_{bol} - \mu = 4,74$, і рівняння (2.5) можна записати так:

$$M_{bol} = 4,74 - 2,5 \log \left(\frac{L}{L_{\odot}} \right), \quad (2.6)$$

тоді світність Сонця — $L_{\odot} = 3,85 \cdot 10^{33} \text{ ерг} \cdot \text{с}^{-1}$.

Безпосередній зв'язок між болометричною зоряною величиною та світністю джерела навряд чи можна практично використати, оскільки відносна болометрична величина (або потік S_{ν}) джерела здебільшого безпосередньо не спостерігається. Для спостережень джерела із Землі існує лише обмежене вікно частот (див. рис. 1.1). Проте у цих випадках також можливо кількісно визначати загальну світність джерела. Якщо припустити, що для джерел спектр відомий, як і для багатьох зорь, то потік під час спостережень в оптичних довжинах хвиль можна екстраполювати на більшу і меншу довжини хвиль, тому можна провести оцінювання m_{bol} . Для галактик або активних ядер галактик, що мають набагато ширший спектральний енергетичний розподіл і які демонструють набагато більше розбіжностей властивостей із різними об'єктами, це неможливо. У цих випадках потік джерела в певному діапазоні частот прирівнюється до потоку, який матиме Сонце на однаковій відстані та в тому самому спектральному діапазоні. Якщо M_X є абсолютною зоряною величиною джерела, виміряного у фільтрі X , світність X -діапазону цього джерела визначається як



$$L_X = 10^{-0.4(M_X - M_{\odot, X})} L_{\odot, X}. \quad (2.7)$$

Отже, говорячи, наприклад, про «блакитну світність галактики», слід розуміти, що її розраховано за рівнянням (2.7).

Побудова інтегрального SED стала можливою в останні десятиріччя завдяки появі нових спостережних засобів досліджень галактик і накопиченню астроінформації про їхні властивості на довжинах хвиль від рентгенівського випромінювання до радіовипромінювання (розд. 1). Зокрема, сучасні багатохвильові огляди неба дають можливість впевнено будувати спектральний енергетичний розподіл галактик до червоних зміщень $z \sim 6$. Однак для отримання такої інформації необхідні теоретичні моделі, щоб пов'язати фізичні властивості галактики зі спостережуваним SED. Такі моделі розглядатимуться далі (деякі з них для діапазону довжин хвиль від УФ до ІЧ доступні на електронному ресурсі www.sedfitting.org).

2.2. Найважливіші еволюційні властивості зорь

У цьому підрозділі розглянемо ті властивості зорь, які важливі для розуміння еволюції галактик і побудови їх спектрального енергетичного розподілу випромінювання. Детальніше процеси, які відбуваються в надрах зорь, моделі зоряної атмосфери, перенесення енергії, формування та еволюцію зорь, вивчаються в курсах практичної та теоретичної астрофізики.

2.2.1. Діагностичні розподіли параметрів зорь

Радіус R_* , температура T_* , маса M_* , тиск і хімічний склад є основними параметрами зорі. Прийнятим наближенням геометричної форми зорі є газова сфера певного радіуса R_* , в ядрі якої легкі атомні ядра (здебільшого водень і гелій) утворюють важчі хімічні елементи в процесі термоядерних реакцій зі вивільнення енергії. Властивості зорі найсуттєвіше залежать від маси M_* , а у першому наближенні для достатньо великої оптичної товщини середовища, що знаходиться в тепловій рівновазі за сталої температури T_* , інтенсивність теплового випромінюван-

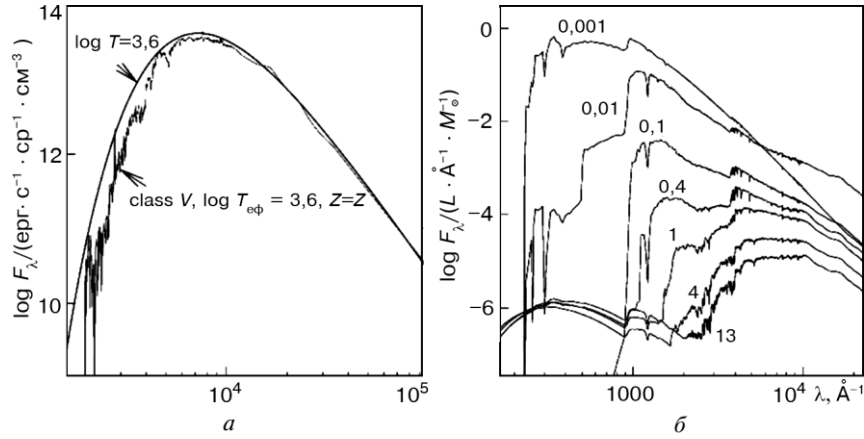


Рис. 2.4. Порівняння спектрів зорь головної послідовності з чорнотільним спектром (суцільна лінія — Planck) однакової ефективної температури $T_{\text{еф}}$, яке демонструє відхилення в оптичному і УФ-діапазонах (а) та спектрів зорь із сонячною металічністю $Z_{\odot}$, які утворилися в різний час t , в одиницях 10^9 років (б) (Scheider, 2006; відкритий доступ)

ня I_v описується формулою (1.11), а *спектральний енергетичний розподіл* $B_v(T)$ є чорнотільним (формула (1.12)). Тоді світність зорі L_* залежить від радіуса і температури як $L_* = 4\pi R_*^2 \sigma_{SB} T_*^4$ (σ_{SB} — стала Стефана—Больцмана (1.17)).

Сpektри зорь не є в дійсності чорнотільними (рис. 2.4), тому вводиться поняття *ефективної температури* $T_{\text{еф}}$, що визначається як температура, необхідна чорному тілу такого самого радіуса, щоб випромінювати таку саму світність, як і зоря: $L_* = 4\pi R_*^2 \sigma_{SB} T_{\text{еф}}^4$. Оскільки вона залежить від радіуса та температури, світність зорь охоплює великий діапазон від 10^{-4} до $10^5 L_{\odot}$ та зумовлює їх різний колір. Для цього вводиться поняття *колірної температури* T_c зорі, тобто температура, необхідна чорному тілу, щоб показники кольору його і зорі збігалися. Показники кольору визначаються за відношенням потоку на двох різних довжинах або, що еквівалентно, як різниця зоряних величин $m_X - m_Y$ у двох X і Y фільтрах (підрозд. 2.1). Відповідно, якщо спектр зорі є чорнотільний, то $T_c = T_{\text{еф}}$.

Відповідно до сили атомних (молекулярних) спектральних ліній та їх відношення спектри зорь можна класифікувати. Найуживанішою є Гарвардська спектральна класифікація зорь



(рис. 2.5), де класи позначають як O, B, A, F, G, K, M, а послідовність відповідає послідовності колірної температури зорь: зорі класу O дуже гарячі з $T_c \sim 50\,000\text{ K}$, а M зорі холодніші з $T_c \sim 3500\text{ K}$. Для точнішої класифікації кожен спектральний клас доповнюється числом від 0 до 9 (окрім O, підкласи якого від 2 до 9): спектр зорі класу A1 дуже подібний до спектра зорі A0, а зорі A5 має стільки спільних ознак із зорею A0, як і з зорею F0. Існують інші класи, зокрема L, T, Y для коричневих карликів та C, S для вуглецевих і цирконієвих зорь.

Діаграма Герцшпрунга—Рассела демонструє розподіл зорь із відомими модулями відстані в площині параметрів «спектральний клас—абсолютна зоряна величина». Використовуючи замість спектрального класу показник кольору ($B-V$ або $V-I$), отримуємо діаграму «показник кольору—абсолютна зоряна величина», яка подібна до діаграми Герцшпрунга—Рассела, але ґрунтується на фотометричних даних (рис. 2.6, а) і групує зорі за класами світності. Можна побудувати різні діагностичні розподіли параметрів зорь залежно від мети дослідження, зокрема діаграма «світність—ефективна температура» дає змогу окреслити еволюційні треки зорь (рис. 2.6, б). Загалом спектральний клас надає інформацію про фізичні умови в атмосфері зорі: колірну або ефективну температуру, тиск випромінювання, поверхневу гравітацію та швидкість осьового обертання, що визначають розподіл потоку випромінювання за довжиною хвилі й стан іонізації та збудження енергетичних рівнів хімічних елементів, внесок ліній до спектра зорі є основним.

На рис. 2.7 подано розподіл зорь, спостережених супутником HIPPARCOS. Те, що більшість з них знаходяться на *головній пос-*

Клас	Температура, °K	Відповідний стандартний колір	Видимий колір	Маса (в сонячних масах)	Радіус (в радіусах Сонця)	Яскравість (болометрична)	Лінії водню	Частка від усіх зір головної послідовності
O	$\geq 33\,000\text{ K}$	синій	синій	$\geq 16 M_{\odot}$	$\geq 6.6 R_{\odot}$	$\geq 30\,000 L_{\odot}$	Слабкі	$\sim 0.00003\%$
B	$10\,000\text{--}30\,000\text{ K}$	від синього до біло-блакитного	біло-блакитний	$2.1\text{--}16 M_{\odot}$	$1.8\text{--}6.6 R_{\odot}$	$25\text{--}30\,000 L_{\odot}$	Середні	0.13%
A	$7\,500\text{--}10\,000\text{ K}$	білий	від біло-блакитного до білого	$1.4\text{--}2.1 M_{\odot}$	$1.4\text{--}1.8 R_{\odot}$	$5\text{--}25 L_{\odot}$	Сильні	0.6%
F	$6\,000\text{--}7\,500\text{ K}$	біло-жовтуватий	білий	$1.04\text{--}1.4 M_{\odot}$	$1.15\text{--}1.4 R_{\odot}$	$1.5\text{--}5 L_{\odot}$	Середні	3%
G	$5\,200\text{--}6\,000\text{ K}$	жовтий	жовто-білий	$0.8\text{--}1.04 M_{\odot}$	$0.96\text{--}1.15 R_{\odot}$	$0.6\text{--}1.5 L_{\odot}$	Слабкі	7.6%
K	$3\,700\text{--}5\,200\text{ K}$	помаранчевий	жовто-помаранчевий	$0.45\text{--}0.8 M_{\odot}$	$0.7\text{--}0.96 R_{\odot}$	$0.08\text{--}0.6 L_{\odot}$	Дуже слабкі	12.1%
M	$\leq 3\,700\text{ K}$	червоний	помаранчево-червоний	$\leq 0.45 M_{\odot}$	$\leq 0.7 R_{\odot}$	$\leq 0.08 L_{\odot}$	Дуже слабкі	76.45%

Рис. 2.5. Гарвардська спектральна класифікація зорь (Енциклопедія астрономії)

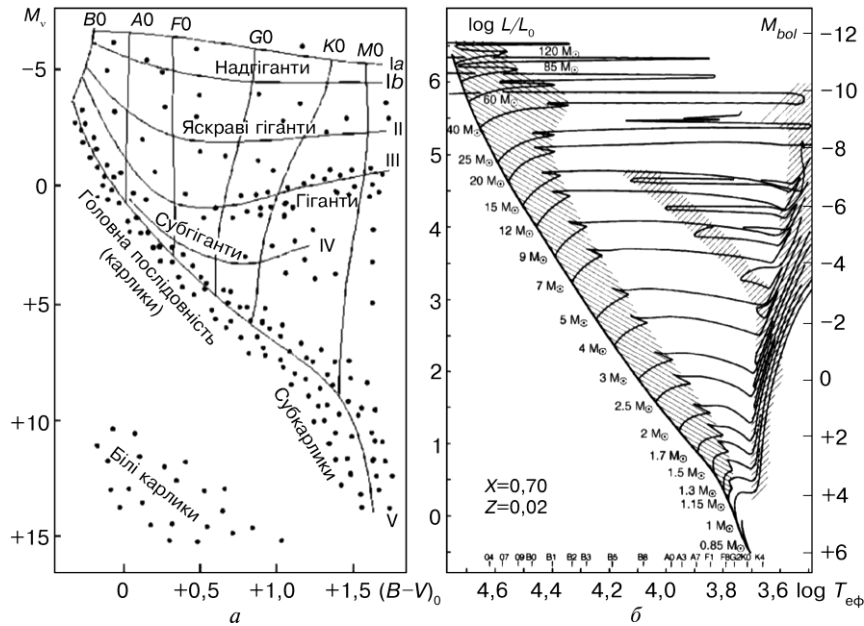


Рис. 2.6. Діаграма «показник кольору $(B-V)_0$ — абсолютна зоряна величина M_v », на якій вказано спектральні класи і класи світності (а), та діаграма «ефективна температура ($\log T_{\text{еф}}$)—світність $\left(\log \frac{L_*}{L_\odot}\right)$ » зорь із відповідною

прив'язкою температури до спектрального класу і світності до абсолютної болометричної зоряної величини M_{bol} (рівняння (2.6)) (б). Суцільна крива — головна послідовність зорь нульового віку (часу, коли зоря вперше з'являється на головній послідовності діаграми Герцшпрунга—Рассела, спалюючи водень в процесі термоядерного синтезу); лінії, що йдуть від головної послідовності, — еволюційні треки зорь різної маси; заштриховані області — фази, в яких еволюція зорь протікає повільно; Z — металічність зорі

лідовності — смуги від ранніх спектральних класів О—В великої світності до пізнього типу холодних зорь класів К—М низької світності, засвідчує, що еволюційні властивості зорь визначаються переважно одним параметром — їхньою масою (див. рис. 2.6, б). Зорі, які належать до одного спектрального класу (однакова колірна температура і приблизно однакова ефективна температура), але розрізняються світністю, очевидно, мають різні радіуси $L_* = 4\pi R_*^2 \sigma_{SB} T_{\text{еф}}^4$. У таких зорь на гілці червоних гігантів із біль-



шою світністю, ніж у зорь на головній послідовності одного й того самого спектрального класу, радіус набагато більший. Цей ефект проявляється і в їхніх спектрах: гравітаційне прискорення на поверхні зорь знаходять як $g = GM_* / R_*^2$. Ширина спектральних ліній залежить від гравітаційного прискорення на поверхні зорі: чим нижче знаходиться поверхня сили тяжіння в атмосфері зорі, тим вузчі зоряні лінії поглинання. Залежно від ширини спектральних ліній зорі класифікуються за світністю (див. рис. 2.6, а): 0 (або Ia+) — гіпергіганти, Ia — яскраві надгіганти, Ib — надгіганти, II — яскраві гіганти, III — гіганти, IV — субгіганти, V — зорі головної послідовності, VI — субкарлики, VII — білі карлики. Сонце є зорею головної послідовності та належить до спектрального класу G2V.

Між шириною спектральної лінії та радіусом зорі існує зв'язок, який для певного спектра або ефективної температури визначає світність. Це співвідношення можна прокалібрувати за модулями відстаней до зорь, а визначивши поверхні гравітації за

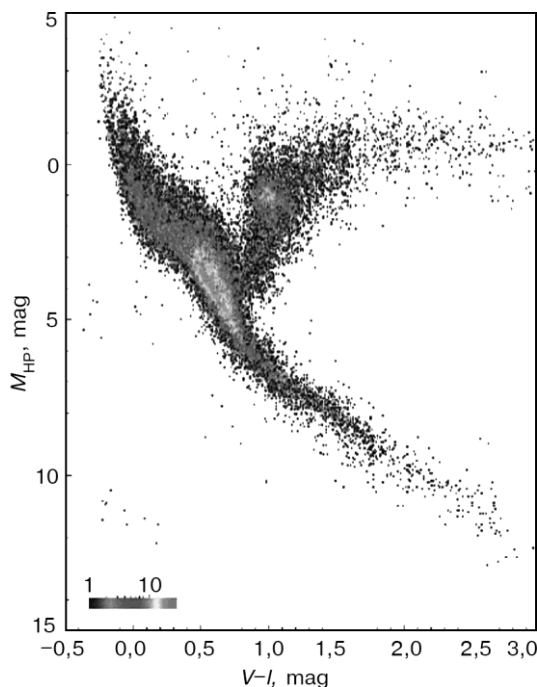


Рис. 2.7. Діаграма «показник кольору ($V-I$) — абсолютна зоряна величина» для 41453 зорь, паралакси яких визначені супутником HIPPARCOS з точністю понад 20 %. Наявний селекційний ефект присутності близьких і світних зорь у загальному розподілі

шириною лінії можна знайти масу зорі. Зокрема, для зорь головної послідовності маємо степеневу залежність:

$$\frac{L_*}{L_\odot} \approx \left(\frac{M_*}{M_\odot} \right)^{3,5}. \quad (2.8)$$

2.2.2. Еволюційні треки зорь на діаграмі Герцшпрунга—Рассела

Хімічний склад зорь на час їхнього утворення є однорідним і відповідає хімічному складу молекулярних хмар міжзор'яного газу, із яких вони утворюються. У процесі гравітаційного колапсу молекулярна хмара типовим розміром 100 св. років фрагментується на менші частини, при цьому густина й тиск газу, що колапсує в цих частинах хмари, найшвидше зростають у центрі, утворюючи протозорі. Якщо їх маса перевищує $\sim 0,08 M_\odot$, то температури $3 \cdot 10^6$ К в їх ядрі достатньо, щоб розпочався протон-протонний *pp*-цикл. За маси протозорі до $0,08 M_\odot$ температура в ядрі ніколи не досягне достатнього для термоядерного синтезу рівня. В таких протозорях утворюються коричневі карлики, при цьому, якщо їхня маса більше за $0,013 M_\odot$ (або 13 мас Юпітера), то за достатньої густини та температури в їх надрах можуть відбуватися термоядерні реакції за участю літію й дейтерію (важкий водень). У протозорях із меншими масами умови для початку термоядерного синтезу не виникають.

Стискання зорі масою понад $0,08 M_\odot$ припиняється, коли виділення енергії внаслідок реакцій термоядерного синтезу повністю врівноважує її витрати на випромінювання. Протозоря стає повноцінною зорею й опиняється на головній послідовності діаграми Герцшпрунга—Рассела (рис. 2.6, б). Нагадаємо, що в надрах зорь відбуваються два основних цикли термоядерного синтезу. У одному з них — *pp*-цикли — із чотирьох протонів утворюється ядро гелію 4He , а темп вивільнення енергії пропорційний $\sim T^4$ для температур у надрах зорь $\leq 15 \cdot 10^6$ К. Цей цикл є характерним для зорь із масами до $1,2 M_\odot$. Для масивніших зорь і за вищих температур у їхніх надрах відбувається *вуглецево-азотний* (CNO) цикл, в якому темп вивільнення енергії значно більший за $\sim T^{20}$. В обох циклах утворюється нейтрино, яке безперешкодно залишає зорю.



Процес вивільнення енергії у формі електромагнітного випромінювання відбувається двома способами: радіаційне перенесення та конвекція. Який із цих двох процесів превалює, залежить від профілю розподілу температури всередині зорі. Плазма протягом майже повного життя зорі перебуває в гідростатичній рівновазі, тобто сили тиску газу та сили тяжіння, будучи спрямованими в протилежних напрямках, мають однакову величину та врівноважують одна одну.

Отже, на початку термоядерного синтезу зоря знаходиться на головній послідовності нульового віку на діаграмі Герцшпрунга—Рассела. Її хімічний склад поступово змінюється: кількість водню зменшується з тією самою швидкістю, з якою збільшується кількість гелію. Вважається, що фізичні умови в зорі помітно зміняться, коли витратиться близько 10 % водню. Це дає можливість ввести *критерій тривалості життя зорі на головній послідовності* t_{MS} (lifetime of a star on the main sequence) та оцінити загальну кількість вивільненої при цьому енергії E_{MS} як

$$E_{MS} = 0,1 M_* c^2 \cdot 0,007, \quad (2.9)$$

де припускається, що енергія маси спокою зорі $M_* c^2$ у процесі термоядерного синтезу за 10 % витрати водню вивільняється з ефективністю 0,007. Або, інше, в разі злиття чотирьох протонів у одне ядро гелію генерується енергія $0,0074 m_p c^2$ (m_p — маса протона). Оскільки загальна енергія, вивільнена під час фази головної послідовності, пропорційна масі зорі (формула (2.9)), то з урахуванням формули (2.8) для світності зорі можна оцінити тривалість життя зорі на головній послідовності:

$$t_{MS} = \frac{E_{MS}}{L_*} \approx 8 \cdot 10^9 \left(\frac{M_* / M_\odot}{L_* / L_\odot} \right) \text{ років} \approx 8 \cdot 10^9 \left(\frac{M_*}{M_\odot} \right)^{-2,5} \text{ років}. \quad (2.10)$$

Із оціночної формули (2.10) випливає, що життя зорь великих мас закінчується на головній послідовності швидше, ніж зорь меншої маси. Зокрема, зорі спектральних класів ОВ перебувають на головній послідовності всього кілька мільйонів років до того, як вони вичерпають весь водень (верхня ліва частина діаграми на рис. 2.6, б), а зорі спектрального класу G2V, наприклад Сонце, — приблизно вісім—десять мільярдів років (нижня права частина діаграми на рис. 2.6, б), для Сонця минула вже приблизно половина цього часу життя.

Розглянемо еволюційні треки зорь на діаграмі Герцшпрунга—Рассела «ефективна температура ($\log T_{\text{эф}}$)—світність ($\log \frac{L_*}{L_{\odot}}$)»

після головної послідовності (див. рис. 2.6, б). Упродовж еволюції на головній послідовності зорі трохи відходять від свого положення нульового віку на діаграмі у бік дещо вищої світності та нижчої ефективної температури. Крім того, масивні зорі можуть втратити частину початкової маси внаслідок дії механізмів зоряного вітру. Загалом еволюція зорь після фази головної послідовності залежить від їхньої маси. Так, у зорь дуже малої маси $M_* \leq 0,7 M_{\odot}$ час перебування на головній послідовності, порівняний з віком Всесвіту, є найбільшим, а умови для інших термоядерних реакцій ніколи в них не виникають.

У міру сповільнення термоядерних реакцій внаслідок перетворення водню на гелій зменшується тиск і температура газу в ядрі зорі. Це зумовлює порушення гідростатичної рівноваги, стискання ядра під дією гравітації й розширення зовнішньої оболонки зорі. Оскільки термоядерний синтез продовжується на периферії ядра, то його маса поступово зростає. У свою чергу зі зростанням радіуса та світності зорі ефективна температура її поверхні зменшується, і зоря перетворюється на червоного гіганта (див. рис. 2.6, а).

Для маломасивних зорь $0,5 M_* < M_* < 2,5 M_{\odot}$ синтез гелію у вуглець у виродженому ядрі масою $0,4\text{--}0,5 M_{\odot}$ і температурою 10^8 К відбувається як вибух у так званих гелієвих оболонках, коли після кожного такого процесу конфігурація зорі стабілізується. Зі зростанням радіуса та зменшенням ефективної температури така зоря перетворюється на червоного гіганта або надгіганта, рухаючись у своєму еволюційному треку від головної послідовності вздовж асимптотичної гілки зорь класу світності гігантів (AGB). Після скидання зовнішньої гелієвої оболонки таку зорю стає видно як планетарну туманність. Центральна зоря планетарної туманності еволюціонує з підвищенням температури (більше за 10^5 К) ліворуч на діаграмі, але зменшення радіуса зорі на декілька порядків зумовлює трек вниз на діаграмі та зменшення температури. Внаслідок спалаху зоря втрачає водневу оболонку, позбавляючись майбутніх джерел термоядерної енергії, та перетворюється на білого карлика (типова маса становить $0,6 M_{\odot}$, а радіус приблизно відповідає радіусу Землі).



Для зорь із помірною масою $2,5M_{\odot} < M_* < 8M_{\odot}$ після вичерпання водню в ядрі також розпочинається потрійна альфа-реакція, але на відміну від зорь малої маси вона не носить вибухового характеру. Разом із реакціями CNO-циклу це призводить до утворення вуглецю, кисню, азоту у виродженому ядрі зорі та до збільшення його маси. Під час цієї фази зоря швидко рухається праворуч на діаграмі в бік зниження температури, тим самим значно розширюючись. Після цієї фази густина та температура в центрі зорі піднімаються настільки, що починаються реакції між ядрами вуглецю, а їх початок носить вибуховий характер. Такі зорі еволюціонують у бік червоних гігантів і надгігантів (див. рис. 2.6, *a*), вивільняючи енергію в процесі зоряних вітрів, кількість якої й вирішує подальшу еволюцію зорі. Після скидання енергії з оболонок зоря залишається без джерел термоядерної енергії й перетворюється на вуглецевого білого карлика.

Для зорь із початковою масою $M_* > 8M_{\odot}$ ефективними є також термоядерні реакції CNO-циклу. Якщо зоря дуже масивна, то процес термоядерного синтезу продовжується за участю кремнію, магнію і так далі до заліза. Кожна нова реакція розпочинається в центрі зорі, а всі попередні продовжують відбуватися в зовнішній оболонці ядра, формуючи його багат шарову структуру. (Нагадаємо, що залізо, в якого найбільша енергія зв'язку на один нуклон, не може бути паливом для подальших ядерних реакцій як синтезу, так і розпаду. Але внаслідок *s*- та *p*-процесів утворюються ядра хімічних елементів, важчих за залізо (Андрієвський, 2021).) Збільшення температури й тиску всередині ядра зумовлює його нейтронізацію за рахунок взаємодії вільних високоенергетичних електронів із протонами. Оскільки тиск виродженого електронного газу вже не може збільшуватися, то настає гравітаційний колапс ядра, який супроводжується вибухом наднової — падіння зовнішньої оболонки на нейтронізоване ядро та утворенням нейтронної зорі (у тому числі пульсара), якщо початкова маса зорі була 8—30 $M_{\odot}$, або чорної діри, якщо початкова маса зорі — понад 30 $M_{\odot}$.

2.3. Динаміка та кінематика зорь у галактиках¹

2.3.1. Узагальнені положення про розподіли кінематичних і динамічних параметрів зорь

Зоряна кінематика. За методами кінематики (розділу механіки) і математичної статистики можна вивчати розподіл видимих кінематичних характеристик зорь (власний рух, променева швидкість, тангенціальна швидкість, просторова швидкість, видима швидкість обертання), знаходити розподіл дійсних кінематичних характеристик (компоненти залишкової швидкості, дійсна швидкість обертання) і робити висновки про загальні закономірності руху зоряної системи як цілого.

Хоча зоряна система складається з окремих тіл — зорь, розділених великими відстанями, у її будові та русі поряд із властивостями дискретності спостерігаються властивості неперервності. Нехай довільну точку простору, зайнятого зоряною системою, оточено сферою з об'ємом, малим порівняно з об'ємом усієї зоряної системи, але настільки великим, що в неї потрапило досить багато (наприклад, 1000) зорь. Тоді середнє значення швидкостей усіх зорь, що знаходяться в сфері, називають швидкістю її центроїда. Зі зміною координат точки в зоряній системі швидкість відповідного їй центроїда змінюється повільно і майже плавно. Тому в зоряній системі можна розглядати безупинне поле швидкостей.

Природно, що в загальному випадку швидкість зорі не збігається зі швидкістю її центроїда. У нашій Галактиці (книга 1, розд. 1), зокрема, Сонце рухається відносно свого центроїда. Цю швидкість називають залишковою швидкістю Сонця і вона належить до вимірних із Землі (що рухається разом із Сонцем) швидкостей зорь. Розроблено методи визначення залишкової швидкості Сонця за променевими швидкостями і власними рухами зорь. Хоча ці методи використовують матеріали спостережень, отримані різними способами (один з астрофізичних, а інший з астрометричних вимірів), результати їх застосування добре узгоджуються. Залишкова швидкість Сонця (відносно сукупності всіх зорь, яскравіших за 6^m) близька до 19,5 км/с і спрямована в

¹ Тут використано класичний матеріал таких праць: Тейлер, 1981; Антонов, 1968; Дубошин, 1961.



точку неба з координатами: пряме сходження 18 год і схилення приблизно $+30^\circ$ (стандартний апекс Сонця). Результати дослідження швидкостей центроїдів свідчать, що вони роблять колові рухи паралельно галактичній площині навколо осі симетрії Галактики. Кутова швидкість колових рухів центроїдів у різних місцях різна, тобто Галактика обертається не як тверде тіло; при цьому вона не розширюється і не стискається. Лише центральні області Галактики обертаються, очевидно, як тверде тіло, з періодом близько 30 млн років. На відстані 5 кпк від центру період обертання Галактики дорівнює 130 млн років, а в районі Сонця, тобто на відстані близько 10 кпк від центру, — близько 250 млн років. Лінійна швидкість обертання центроїда Сонця навколо центру Галактики становить приблизно 250 км/с. Якщо від швидкості спостережуваної зорі геометрично відняти залишкову швидкість Сонця, то одержимо швидкість зорі відносно центроїда Сонця — пекулярну швидкість зорі. Якщо від пекулярної швидкості зорі відняти швидкість центроїда зорі відносно центроїда Сонця, то отримаємо залишкову швидкість зорі — швидкість відносно її власного центроїда. Геометрична сума швидкості центроїда відносно центру інерції зоряної системи і залишкової швидкості зорі дорівнює повній швидкості зорі відносно центру інерції системи.

Досліджуючи розподіл залишкових швидкостей зорь, дійшли висновку, що в кожній точці Галактики (не дуже великих) виконується умова симетрії: кількість зорь із залишковими швидкостями, що мають заданий напрямок, дорівнює кількості зорь із протилежно спрямованими залишковими швидкостями. Середніх квадратичних залишкових швидкостей у різних напрямках різна кількість. Найбільшу середню квадратичну кількість має компонент залишкових швидкостей вздовж напрямку на центр Галактики, що узгоджується з кількістю компонент уздовж напрямку обертання Галактики, а найменша — у компонента, перпендикулярного до площини симетрії Галактики. Для околу Сонця середні квадратичні величини компонентів залишкових швидкостей у таких трьох напрямках становлять відповідно близько 41 км/с, 28 км/с і 21 км/с, якщо спільно розглядати зорі, що належать до різних складових Галактики.

Для великих залишкових швидкостей, що перевищують для околів Сонця 70 км/с, умова симетрії перестає виконуватися. Відсутніми є великі залишкові швидкості, напрямки яких утво-

рюють гострі кути з напрямком обертання центроїда навколо центру Галактики. Проте є швидкості, спрямовані протилежно до обертання Галактики. Це явище називають асиметрією залишкових швидкостей. Його пояснюють тим, що повна швидкість зорі, яка дорівнює геометричній сумі швидкості центроїда та залишковій швидкості зорі, тим більша, чим меншим є кут між цими швидкостями і чим більшою (у випадку малого кута) є залишкова швидкість. За залишкової швидкості понад 70 км/с, спрямованої за напрямком обертання Галактики, повна швидкість зорі мала б перевищити критичну швидкість для околів Сонця, і вона залишила б Галактику. Критична швидкість в околі Сонця становить близько 320 км/с.

Основним матеріалом спостережень зоряної кінематики є променеві швидкості та власний рух зорь. З 1946 р. для дослідження кінематики Галактики широко використовуються контури спектральної радіолінії з довжиною хвилі $\lambda = 21$ см, випромінюваної нейтральним воднем, що розташований здебільшого поблизу площини симетрії Галактики. Радіовипромінювання не поглинається пиловою матерією Галактики. Крім того, внаслідок різної кутової швидкості центроїдів у Галактиці променеві швидкості водневих мас, що знаходяться на промені зору, є різними і розташовані близько, маси водню не поглинають випромінювання, що надходить від далеких джерел. Тому радіовипромінювання на хвилі 21 см від найвіддаленіших областей Галактики досягає земних радіотелескопів і реєструється ними. Статистичні методи вивчення контурів лінії $\lambda = 21$ см дали змогу уточнити закон обертання Галактики, досліджувати розподіл густини нейтрального водню та окреслити розташування спіральних гілок Галактики.

Усе різноманіття об'єктів, що є населенням зоряних систем, розділяється на два типи населення, причому кожний з них займає визначені області зоряних систем. Зоряне населення типу I розташовується біля площин симетрії спіральних галактик, концентруючись у спіральних гілках і уникаючи областей ядра. Зоряне населення типу II переважає в областях спіральних галактик, віддалених від їхньої площини симетрії. Воно утворює ядра спіральних галактик; з нього складаються еліптичні галактики та лінзоподібні галактики S0. До населення типу I належать такі зорі: біло-блакитні гіганти і надгіганти, довгоперіодичні цефеїди, нові й наднові зорі, а також розсіяні зоряні скупчення, водневі



хмари, пилові туманності. Зоряне населення типу II складається з червоних субкарликів, червоних гігантів, короткоперіодичних цефеїд, а також з кулястих скупчень.

Ідею поділу населення галактик докладніше розроблено в уявленні про підсистеми зоряних систем. Такі підсистеми, до яких належать усі об'єкти того чи іншого спектрального класу чи типу, розрізняються індивідуальними значеннями характеристик просторового розташування (градієнтами зоряної щільності уздовж радіуса Галактики і перпендикулярного до її площини симетрії) й особливостями розподілу швидкостей об'єктів. Підсистеми різних об'єктів взаємно проникають одна в одну, тому зоряна система галактики є сукупністю підсистем. Кожна підсистема приблизно являє собою сплюснений еліпсоїд обертання, причому сплюснутість у різних підсистем різна. Відповідно до цього їх відносять до трьох складових спіральної галактики: плоскої, сферичної та проміжної.

Зоряна динаміка вивчає закономірності рухів зорь у силовому полі зоряної системи та еволюцію зоряних систем унаслідок рухів зорь. Зоряні системи є самогравітуючими, тобто сукупність зорь системи сама створює те гравітаційне силове поле, що керує рухом кожної зорі. Структура гравітаційного поля зоряної системи є складною. Оскільки гравітаційна сила точкової маси спадає пропорційно до квадрата відстані, тобто не дуже швидко, у кожній точці більшої частини об'єму зоряної системи сумарна гравітаційна сила всіх об'єктів, що утворюють зоряну систему, значно перевершує гравітаційну силу найближчого до цієї точки об'єкта. Водночас у безпосередньому околі зорь щільних зоряних скупчень чи інших компактних об'єктів сила тяжіння такого об'єкта є порівнянною із сумарною гравітаційною силою всіх інших об'єктів чи навіть може перевищувати її. Досліджуючи структуру силового поля чи зоряної системи, доводиться розглядати його як суму

1) регулярного поля чи системи, тобто поля, створюваного системою в цілому, що відображає властивості неперервності зоряної системи, і

2) іррегулярного поля, створюваного силами, що виникають у випадку наближення зорь, що відображає властивості дискретності будови зоряної системи. Іррегулярні сили мають характер випадкових сил. Чим більше тіл у зоряній системі, тим більшу роль у її динаміці відіграють регулярні сили і тим меншу роль — іррегулярні сили.

У процесі формування зоряної системи їй властивий здебільшого нестационарний стан. Під дією регулярного й іррегулярного силового поля чи системи в ній змінюється розподіл зорь і їхніх швидкостей. Поступово зоряна система наближається до стаціонарного стану. Так, як у системі, що містить велику кількість зорь, регулярне поле діє швидше, ніж іррегулярне, крім того, стаціонарність спочатку досягається у регулярному полі. У цьому стані регулярне поле вже не змінює розподіл зорь і їхніх швидкостей. Час, необхідний для переходу в стан, що є стаціонарним у регулярному полі, обернено пропорційний до кореня квадратного з густини матерії в системі. Для зоряних систем цей час становить десятки чи сотні мільйонів років. У стані, стаціонарному лише в регулярному полі, іррегулярне поле продовжує змінювати розподіл зорь та їхніх швидкостей, наближаючи систему до стану, що є стаціонарним і в іррегулярному полі.

Зоряна система не може досягти повної стаціонарності, оскільки внаслідок дії іррегулярних сил деякі зорі набувають швидкості, більшої за критичну, і залишають систему. Цей процес продовжується безупинно. Стан, за якого всі зміни розподілів зорь та їхніх швидкостей є наслідком тільки безперервного повільного виходу зорь із системи, називають *квазістаціонарним станом* у іррегулярному полі. Час досягнення квазістаціонарного стану є часом релаксації. Час релаксації для розсіяних скупчень становить величину порядку десятків чи сотень мільйонів років, кулястих скупчень — порядку мільярдів років, а галактик — порядку тисяч чи десятків тисяч мільярдів років. Час повного розпаду зоряної системи, що не обертається, під дією її іррегулярного поля приблизно в 40 разів більший, ніж час релаксації. Чим швидше обертається зоряна система, тим повільніше протікає процес розпаду.

Вік розсіяних скупчень, що спостерігаються, здебільшого перевершує час їхньої релаксації. Більшість таких скупчень досягли квазістаціонарного стану і кількість багатьох з них встигла суттєво зменшитися внаслідок того, що їх покидають зорі. Є підстави вважати, що велика частина зорь Галактики належала в минулому розсіяним скупченням і є результатом їхнього розпаду. Кількість розсіяних скупчень, що цілком розпалися, мали значно перевершувати кількість розсіяних скупчень, що нині існують у Галактиці. Порівняємо вік кулястих скупчень та час їхньої релаксації. Очевидно, у кулястих скупченнях квазістаціонарного ста-



ну досягли центральні області, де час релаксації менший, а периферійні області знаходяться в стані, що є стаціонарним у регулярному полі. Вік галактик не перевершує десятків мільярдів років, час релаксації для них у сотні чи тисячі разів більший; тому галактики далекі від досягнення квазістаціонарного стану. Деякі з них, а саме неправильні галактики, навіть перебувають у не-стаціонарному стані або через те, що є дуже молодими системами, або через деформації, спричинені взаємодією під час зближення галактик.

Зоряна система, що досягла стану, стаціонарного в регулярному полі, має площину симетрії перпендикулярну до її осі симетрії. Зоряна система з головним моментом обертання, що дорівнює нулю в стані, стаціонарному в регулярному полі, може бути сферично-симетричною. У квазістаціонарному стані вона обов'язково є сферично-симетричною. Траєкторії зорь у сферично-симетричній системі є плоскими. У загальному випадку вони незамкнуті і витки однієї траєкторії заповнюють кільце. У системі з площиною та віссю симетрії траєкторії не є плоскими кривими. Витки однієї траєкторії заповнюють тривимірну область — тор.

Головна задача зоряної динаміки — дослідження закономірностей будови й еволюції зоряних систем на основі вивчення сил, що діють у них. Одним з методів таких досліджень є побудова теоретичних моделей зоряних систем для різних стадій їхньої еволюції, що відповідають конкретним спостережуваним зоряним системам, у тому числі в нашій Галактиці, в інших галактиках, скупченнях галактик, а також розсіяному і кулястому зоряному населенню. У теоретичній моделі мають цілком узгоджуватися розподіл зорь та їхній рух, що впливають один на одного. Будують також емпіричні моделі Галактики й інших галактик, базованих на спостережуваних даних про розподіл щільності матерії в них. В емпіричних моделях немає повного узгодження між розподілом зорь та їхніх рухів, хоча такі моделі важливі для побудови спектрального енергетичного розподілу галактик.

Надалі у цьому розділі для спрощення використовуватимуться припущення, що галактика складається з одних тільки зорь. У першому наближенні це дійсно так, оскільки протягом майже всього часу існування галактики маса, зосереджена в зорях, значно перевершує масу міжзоряного газу. Крім того, вплив зорь на міжзоряний газ є незрівнянно більшим, ніж міжзоряного газу на

зорі. Хоча між зорями і міжзоряним середовищем безупинно відбувається обмін речовиною, цей процес після завершення стадії формування галактики протікає повільніше порівняно з часом, необхідним для прольоту через галактику окремої зорі. Як приклад використаємо нашу Галактику, але її можна вважати типовою спіральною галактикою.

Насамперед зазначимо, що якщо розглядати нашу Галактику як систему зорь, то самі зорі з великою вірогідністю можна вважати точковими масами. Пояснимо це. Всюди, за винятком найщільніших областей, відстані між зорями в галактиках рідко бувають меншими за 10^{16} м, тоді як лише найбільші зорі мають радіус, що перевищує 10^{10} м. Таким чином, відношення радіуса зорь до відстані між ними звичайно менше (часто в багато разів) ніж 10^{-6} . Так, для Сонця і найближчої до нього зорі це відношення дорівнює $2 \cdot 10^{-8}$. Для порівняння вкажемо, що аналогічне відношення, типове для молекул повітря за нормального тиску, становить близько $1/50$. Звідси випливає, що, коли не йдеться про фізичні властивості окремих зорь, їх сукупність можна розглядати як газ і застосовувати для його опису рівняння, що використовуються в кінетичній теорії газів. Звичайно, багато зорь є членами подвійних чи кратних систем, тому відношення відстані між зорями до їх розміру буде в багато разів меншим. Тоді можна досліджувати подвійні чи кратні системи як молекули газу, не змінюючи загальної схеми міркувань.

Галактики складаються з дуже великої кількості зорь (10^{11} зорь у середній за населенням галактиці), що гравітаційно взаємодіють одна з одною. Тому зазвичай використовують статистичний підхід (кінетичну теорію). При цьому деяких цікавих висновків можна дійти, вивчаючи рух однієї зорі в усередненому гравітаційному полі, створюваному всіма іншими зорями. Такий метод називають методом пробної частинки. Його можна використати, наприклад, для того щоб знайти, який шлях пройшло наше Сонце в Галактиці за всю свою історію.

2.3.2. Функції розподілу зорь

У кінетичній теорії газів стан системи прийнято описувати за допомогою так званої *функції розподілу*. Якщо газ складається з частинок лише одного типу (наприклад, з молекул водню), то зазвичай уводять функцію розподілу $F(x, y, z, v_x, v_y, v_z, t)$, де (x, y, z) — координати якої-небудь молекули, а (v_x, v_y, v_z) —



компоненти її швидкості. При цьому кількість молекул в елементі об'єму $\delta x \delta y \delta z$ з центром у точці (x, y, z) , швидкості яких знаходяться у межах об'єму $\delta v_x \delta v_y \delta v_z$ простору швидкостей з координатами центру v_x, v_y, v_z у момент t , становить

$$\delta N = F(x, y, z, v_x, v_y, v_z, t) \delta x \delta y \delta z \delta v_x \delta v_y \delta v_z. \quad (2.11)$$

У випадку зоряної системи використовується дещо інше визначення, оскільки зорі мають різні маси, причому можливі будь-які значення мас. Тому зручніше ввести функцію розподілу за масами так, щоб величина

$$\delta M = f(x, y, z, v_x, v_y, v_z, t) \delta x \delta y \delta z \delta v_x \delta v_y \delta v_z \quad (2.12)$$

визначала повну масу, що міститься в зорях в елементарному об'ємі фазового простору.

Розподіл Максвелла. Під час розв'язування більшості елементарних задач у кінетичній теорії газів (зокрема, тих, де розглядаються електрично нейтральні молекули) зазвичай використовують функцію розподілу F , що майже не відрізняється від функції Максвелла:

$$F = \left(\frac{m}{2kT} \right)^{\frac{3}{2}} \exp \left[\frac{-m(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)}{2kT} \right]. \quad (2.13)$$

Розглянемо поведінку газу, що міститься в замкнутому об'ємі, початковий розподіл молекул за швидкостями якого відрізняється від розподілу Максвелла. Можна показати, що зіткнення молекул одна з одною та зі стінками судини приведуть до того, що функція розподілу буде дуже швидко наближатися до вигляду функції Максвелла. Звичайно це відбувається за час, малий порівняно з тривалістю експерименту, тому здебільшого можна обмежуватися розглядом функцій розподілу, що мало відрізняються від функції Максвелла. Однією з найважливіших властивостей розподілу Максвелла є однаковий розподіл швидкостей за всіма трьома координатами.

Іншою є ситуація для зорь у Галактиці. По-перше, зі спостережень найближчих зорь нашої Галактики маємо, що їх розподіл за швидкостями відрізняється від розподілу Максвелла. Різниця швидкостей зорь і швидкості обертання Галактики дорівнює середнім випадковим швидкостям зорь, які є різними для різних

напрямків, на відміну від очікуваних, якби їхній розподіл описувався формулою (2.13). По-друге, враховуючи теоретичні висновки, наведені нижче, не дивно, що розподіл за швидкостями не є розподілом Максвелла.

Зіткнення зорь. Міжзоряний газ у Галактиці є вкрай розрідженим. Наслідком дуже великого відношення відстані між зорями до їхнього розміру є низька ймовірність зіткнень між ними. Вони відбуваються настільки рідко, що типова зоря нашої Галактики ще жодного разу не зіштовхнулася з іншою зорею за час існування Галактики. У звичайному газі саме зіткнення між молекулами перетворюють спочатку довільний розподіл за швидкостями на розподіл Максвелла. Якщо частинки, якими моделюється розподіл зорь, фактично не зіштовхуються, то немає і причин, за якими розподіл за швидкостями повинен стати розподілом Максвелла.

Коли говорять про зіткнення між зорями чи між молекулами газу, то зрозуміло, що мова йде не про зіткнення, подібні до зіткнення двох бильярдних куль. Будемо називати зіткненням близьке проходження двох зорь, якщо внаслідок гравітаційної взаємодії напрямок їхнього руху зміниться на досить великий кут, порівняний за розміром із прямим кутом. Можна зробити грубе оцінювання відстані, на яку повинні підійти одна до одної зорі однакової маси, щоб відбулася така зміна швидкості. Їхній гравітаційний вплив одна на одну буде значним, якщо на відстані найбільшого зближення гравітаційна потенціальна енергія взаємодії виявиться більшою за кінетичну енергію їхнього відносного руху. Виберемо систему координат, в якій одна з зорь знаходиться у спокої, а інша має швидкість v . Нехай мінімальна відстань між ними дорівнює d (рис. 2.8, *a*). Тоді цю умову можна записати у вигляді

$$\frac{Gm^2}{d} \geq \frac{mv^2}{2}, \quad (2.14)$$

де m — маса кожної з зорь. Нерівність (2.14) подамо так:

$$d \leq \frac{2Gm}{v^2}. \quad (2.15)$$

Розглянемо тепер зорю, що рухається в Галактиці зі швидкістю v відносно центру мас усіх інших зорь. Тоді її ефективний радіус зіткнень приблизно дорівнює $\frac{2Gm}{v^2}$. Це означає, що зоря



зіштовхується на своєму шляху з усіма зорями фону, що знаходяться в циліндрі радіусом $d = \frac{2Gm}{v^2}$ (рис. 2.8, б). Цей вираз мож-

на розглядати лише як наближення, оскільки, по-перше, наближеною є сама нерівність (2.14), по-друге, маси зорь є різними, по-третє, зорі фону мають випадкові швидкості, які в цьому випадку не врахували. Однак подібний спрощений підхід є цілком прийнятним для цілей дослідження. Якщо кількість зорь в одиниці об'єму дорівнює n , то *середня довжина вільного пробігу* між зіткненнями l , що відіграє ту саму роль, що і середня довжина вільного пробігу молекул звичайного газу, становить

$$l = \frac{1}{\pi \left(\frac{2Gm}{v^2} \right)^2 n} . \quad (2.16)$$

Середній час між зіткненнями τ_c визначають так:

$$\tau_c = \frac{v^3}{4\pi G^2 m^2 n} . \quad (2.17)$$

Насправді зорі мають різні маси і не можна вважати, що зоря рухається серед нерухомих зорь. Проте, використовуючи середні значення m і v , одержуємо досить правильні оцінки.

Виходячи зі значень v , m і n для Сонця і його околу, можна скласти уявлення про величину τ_c . Швидкість Сонця відносно центру мас системи близьких зорь становить приблизно 20 км/с, його маса дорівнює $2 \cdot 10^{30}$ кг, а найближча відома зоря знахо-

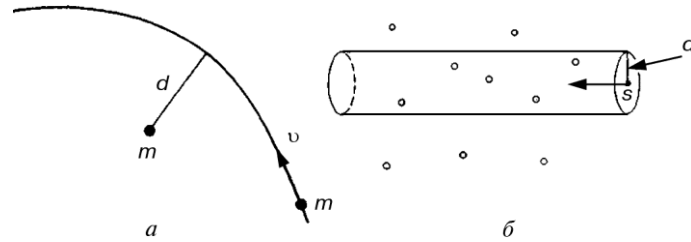


Рис. 2.8. Модель руху зорь у системі координат, коли одна зоря знаходиться у спокої, а інша має швидкість v (а), та ефективний переріз зіткнень (б). Зоря поводить як тіло з площею поперечного перерізу $S = \pi d^2$ (d — мінімальна відстань між зорями) і зіштовхується з усіма зорями всередині зображеного тут циліндра (кількість зорь на рисунку досить перебільшено)

диться на відстані понад 1 пк. Для наведених «сонячних» значень v і m та просторової щільності зорь 1 пк^{-3} величина τ_c дорівнює $3 \cdot 10^{13}$ років, що значно перевищує передбачуваний вік Галактики $1 \cdot 10^{10} - 2 \cdot 10^{10}$ років. Хоча міркування є дуже спрощеним і деталі не є точними, значення τ_c не можна завищити на три порядки величини. Тому виконаних оцінювань досить, щоб показати, що змодельований зоряний розподіл у Галактиці є беззістовхувальним.

Однак, хоча розподіл зорь за швидкостями не є розподілом Максвелла, у більшості галактик він, очевидно, з часом істотно не змінюється. Це твердження не можна перевірити безпосередньо — адже за час, менший ніж 10^7 чи 10^8 років, у галактиці не можуть відбутися ніякі помітні зміни. Такий висновок можна зробити, бо форма більшості галактик (хоча і не усіх) є досить правильною. Якби розподіл за швидкостями залежав від часу, то лише випадковим збігом можна було б пояснити, що багато галактик одночасно мають вигляд симетричних утворень. Міркуючи більш строго, цю думку можна подати так: час, потрібний типовій зорі, щоб перетнути галактику, не перевищує зазвичай декількох сотень мільйонів років, а ймовірний вік галактики становить понад 10^{10} років. Це означає, що часу було достатньо для того, щоб виявити будь-яку нерегулярність у розподілі зорь за швидкостями. Можна, звичайно, припустити, що всі галактики без досить регулярного розподілу зорь за швидкостями, давно розсіялися в просторі чи сколапсували, так що «вижили» лише регулярні галактики. Проте, якщо «виживання» галактик визначається лише чистою випадковістю, то доведеться зробити висновок, що «вижило» занадто мало галактик. Як з'ясувалося, можна запропонувати інше пояснення: хоча зіткнення між зорями і не відіграють суттєвої ролі після їх утворення, гравітаційними взаємодіями між далекими зорями в процесі формування самих галактик можна пояснити і регулярну форму, і регулярний характер розподілу початкових швидкостей зорь у більшості з них.

У сучасну епоху в нашій Галактиці продовжують народжуватися зорі з молекулярних хмар міжзоряного газу, і розподіл за швидкостями цих «новонароджених» зорь повинен відображувати розподіл за швидкостями газових хмар, що їх породили, а також рух газу усередині цих хмар. Зіткнення міжзоряних хмар відбуваються значно частіше ніж зорь, оскільки їхні щільності незрівнянно менші, а тому розміри хмар самі по собі й порівняно з



відстанями між ними значно перевищують такі параметри у зорь. Зіткнення між хмарами газу можуть призвести до регулярного розподілу їх за швидкостями, що впливатиме на розподіл за швидкостями молодих зорь.

Запис функції розподілу. Виходячи зі спостережного факту, що в багатьох галактиках функція розподілу зорь за швидкостями не залежить від часу, спробуємо знайти, який вигляд може мати така функція розподілу f . Насамперед необхідним є рівняння для функції f , що надалі описуватиме зміни довільно обраної функції розподілу. З цього рівняння можна довідатися, яким повинен бути вигляд функції розподілу, щоб вона не змінювалася згодом. Оскільки зіткнення між окремими зорями не відіграють суттєвої ролі (за винятком щільних центральних областей галактик і зоряних скупчень), приймемо, що гравітаційне поле галактики описується гладкою повільно змінною функцією координат і що зорі рухаються в цьому «згладженому» полі без зіткнень. Якщо Φ — згладжений гравітаційний потенціал, то рівняння руху окремої зорі набуде вигляду

$$\dot{v}_x = \ddot{x} = \frac{\partial \Phi}{\partial x} \quad \dot{v}_y = \ddot{y} = \frac{\partial \Phi}{\partial y} \quad \dot{v}_z = \ddot{z} = \frac{\partial \Phi}{\partial z}, \quad (2.18)$$

де крапки означають похідні за часом, тоді

$$\dot{x} = v_x \quad \dot{y} = v_y \quad \dot{z} = v_z. \quad (2.19)$$

Вираз для f можна записати, використовуючи відому властивість диференціальних рівнянь, яка полягає в тому, що шість простих диференціальних рівнянь першого порядку еквівалентні одному диференціальному рівнянню першого порядку в частинних похідних:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v_x \frac{\partial f}{\partial x} + v_y \frac{\partial f}{\partial y} + v_z \frac{\partial f}{\partial z} + \frac{\partial \Phi}{\partial x} \frac{\partial f}{\partial v_x} + \frac{\partial \Phi}{\partial y} \frac{\partial f}{\partial v_y} + \frac{\partial \Phi}{\partial z} \frac{\partial f}{\partial v_z} = 0. \quad (2.20)$$

Рівняння (2.20) точно еквівалентне таким рівнянням:

$$\frac{dt}{1} = \frac{dx}{v_x} = \frac{dy}{v_y} = \frac{dz}{v_z} = \frac{dv_x}{\frac{\partial \Phi}{\partial x}} = \frac{dv_y}{\frac{\partial \Phi}{\partial y}} = \frac{dv_z}{\frac{\partial \Phi}{\partial z}}. \quad (2.21)$$

Вони в свою чергу еквівалентні рівнянням (2.18) і (2.19). Еквівалентність цих рівнянь треба розуміти так: рівняння (2.21)

описують траєкторію зорі в шестивимірному фазовому просторі (x, y, z, v_x, v_y, v_z) , а поверхні $f = \text{const}$ у цьому просторі містять траєкторії зорь. Звідси випливає, що сталі значення f зберігаються уздовж траєкторій зорь. Тоді можна використовувати окремий випадок відомої теореми статистичної механіки, яку називають теоремою Ліувілля. Нескладно довести еквівалентність цих рівнянь. Зіставимо значення f у точці (x, y, z, v_x, v_y, v_z) у момент часу t зі значенням у найближчій точці $(x + \delta x, y + \delta y, z + \delta z, v_x + \delta v_x, v_y + \delta v_y, v_z + \delta v_z)$, в якій знаходиться ця зоря в момент часу $t + \delta t$. Використовуючи рівняння (2.21), можна записати

$$\begin{aligned} & f(x + \delta x, y + \delta y, z + \delta z, v_x + \delta v_x, v_y + \delta v_y, \\ & \quad v_z + \delta v_z, t + \delta t) - f(x, y, z, v_x, v_y, v_z, t) = \\ & = \frac{\partial f}{\partial t} \delta t + \frac{\partial f}{\partial x} \delta x + \frac{\partial f}{\partial y} \delta y + \frac{\partial f}{\partial z} \delta z + \frac{\partial f}{\partial v_x} \delta v_x + \frac{\partial f}{\partial v_y} \delta v_y + \frac{\partial f}{\partial v_z} \delta v_z = \\ & = \delta t \left(\frac{\partial f}{\partial t} + v_x \frac{\partial f}{\partial x} + v_y \frac{\partial f}{\partial y} + v_z \frac{\partial f}{\partial z} + \frac{\partial \Phi}{\partial x} \frac{\partial f}{\partial v_x} + \frac{\partial \Phi}{\partial y} \frac{\partial f}{\partial v_y} + \frac{\partial \Phi}{\partial z} \frac{\partial f}{\partial v_z} \right). \end{aligned} \quad (2.22)$$

Прирівнявши до нуля праву частину рівняння (2.22), одержимо рівняння, точно еквівалентне рівнянню (2.20). Це і доводить наведене вище твердження, що функція f , яка описує рух зорі, не залежить від часу. Якщо зіткненнями зорь не можна нехтувати, то треба враховувати зміну функції f зі зміною швидкостей і напрямків руху зорь у разі їх зіткнень. У наукових джерелах з кінетичної теорії газів вказано, що до правої частини рівняння (2.20) варто додати член $\left(\frac{\delta f}{\delta t} \right)_{coll}$. Якщо система, в якій відбуваються зіткнення, знаходиться в стаціонарному стані, то функція f не має змінюватися, тому $\left(\frac{\delta f}{\delta t} \right)_{coll} = 0$ і рівняння (2.20) виконується. Це означає, що розподіл Максвелла є одним з розв'язків рівняння (2.20).

2.3.3. Інтеграли руху зорі

Розглянемо, які обмеження накладає рівняння (2.22) траєкторії зорі на вигляд функції f для галактики і який вигляд можуть мати функції f , що не залежать від часу. Якщо розгляда-



ти рівняння (2.22) як шість простих диференціальних рівнянь першого порядку для величин x, y, z, v_x, v_y, v_z , що є функціями часу, то в принципі їх можна розв'язати. Такі розв'язки будуть містити шість сталих інтегрування — одну для кожного рівняння. Їх можна визначити, якщо задати положення та швидкість зорі в деякий момент часу t .

Іншими словами, є шість функцій від змінних x, y, z, v_x, v_y, v_z , які уздовж траєкторії зорі повинні залишатися сталими. Тоді t можна подати через x, y, z, v_x, v_y, v_z і одну зі сталих та використувати цей вираз, щоб виключити t з п'яти інших рівнянь. Після цього одержимо п'ять функцій від x, y, z, v_x, v_y, v_z , сталих уздовж траєкторії зорі. Ці п'ять незалежних від часу сталих — інтегралів руху — можна записати як $I_1(x, y, z, v_x, v_y, v_z), \dots, I_5(x, y, z, v_x, v_y, v_z)$. У зоряній системі, що не змінюється з часом, тільки такі п'ять величин (чи будь-яка їхня комбінація) можуть залишатися сталими під час руху зорі. Оскільки функція f має бути сталою, то

$$f = f(I_1, \dots, I_5). \quad (2.23)$$

З огляду на цей вираз, можна з'ясувати вигляд функції для зоряної системи, коли відомо інтеграли руху $I_1, \dots, I_5$.

Інтеграли руху в сферичних та осесиметричних галактиках. Розглянемо спочатку сферично-симетричну зоряну систему, зокрема, сферичної форми галактики типу E0 і деяких кулястих зоряних скупчень. Якщо загальні властивості такої системи не змінюються з часом, що припускає незалежність потенціалу Φ від часу, то чотири інтеграли руху досить легко знайти. Перший інтеграл не залежить від того, чи є система сферично-симетричною, і дорівнює повній енергії зорі (сумі кінетичної та потенційної енергій). Запишемо його у такій формі:

$$I_1 = \frac{1}{2} (v_x^2 + v_y^2 + v_z^2) - \Phi^*. \quad (2.24)$$

Легко переконатися, що величина I_1 є сталою: для цього потрібна не симетрія системи, а лише рівність $\partial\Phi/\partial t$ нулю, тобто

$$\begin{aligned} \frac{dI_1}{dt} &= \frac{\partial I_1}{\partial v_x} \frac{dv_x}{dt} + \frac{\partial I_1}{\partial v_y} \frac{dv_y}{dt} + \frac{\partial I_1}{\partial v_z} \frac{dv_z}{dt} + \frac{\partial I_1}{\partial x} \frac{dx}{dt} + \frac{\partial I_1}{\partial y} \frac{dy}{dt} + \frac{\partial I_1}{\partial z} \frac{dz}{dt} = \\ &= v_x \frac{\partial \Phi}{\partial x} + v_y \frac{\partial \Phi}{\partial y} + v_z \frac{\partial \Phi}{\partial z} - \frac{\partial \Phi}{\partial x} v_x - \frac{\partial \Phi}{\partial y} v_y - \frac{\partial \Phi}{\partial z} v_z = 0. \end{aligned}$$

Три інших інтеграли руху знаходяться з умови, що в сферично-симетричній зоряній системі сумарна сила гравітації, яка діє на будь-яку зорю, повинна бути спрямована до центру системи, не створюючи ніякого обертового моменту. Це означає, що три компоненти моменту інерції зорі відносно центру мають бути сталими. У декартовій системі координат цю умову можна записати так:

$$I_2 \equiv xv_y - yv_x, I_3 \equiv yv_z - zv_y, I_4 \equiv zv_x - xv_z. \quad (2.25)$$

Більшість галактик не є сферично-симетричними, але принаймні в першому наближенні їм властива осьова симетрія. Це справедливо для еліптичних (E) і лінзоподібних (S0) галактик. Можна вважати, що розподіл маси у спіральних галактиках лише несуттєво відрізняється від осесиметричного. Для осесиметричної галактики енергія зорі залишається одним із інтегралів руху, але щодо моменту інерції, то сталим є лише один з його компонентів. Сила, що діє на зорю, в загальному випадку спрямована вже не до центру галактики, хоча обов'язково перетинає вісь симетрії, тобто момент кількості руху зберігається відносно цієї осі (осі обертання галактики). Тому в циліндричній системі координат $(\tilde{\omega}, \phi, z)$ маємо інтеграл

$$I_2 = \tilde{\omega} v_\phi. \quad (2.26)$$

Тут, як і в рівнянні (2.25), I_2 — момент інерції відносно осі z , розрахований на одиницю маси.

Довівши наявність цих інтегралів, можна стверджувати, що у випадку сферичної форми галактики можливою формою запису функції f є така:

$$f = f(I_1, I_2, I_3, I_4). \quad (2.27)$$

Зробимо два зауваження. Перше з них пов'язане з можливістю існування п'ятого інтеграла. Друге зауваження полягає в тому, що функція розподілу повинна бути досить симетричною, щоб зоряна система галактики, що підпорядковується цій функції розподілу, була сферично-симетричною. Іншими словами, для зорь, що створюють гравітаційне поле, в якому вони самі рухаються, виконувалося *рівняння Пуассона*. У сферичних координатах воно має вигляд

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d\Phi}{dr} \right) = -4\pi G\rho = -4\pi G \int f dv_x dv_y dv_z. \quad (2.28)$$



Рівняння (2.28) має сенс лише в тому випадку, коли йому відповідає сферично-симетричний розподіл щільності. Можна показати, що одним із записів f з вимогою сферичної симетрії є такий:

$$f = f(I_1^2, I_2^2 + I_3^2 + I_4^2). \quad (2.29)$$

Прикладом функції f , що задовольняє це подання, є функція розподілу Максвелла, яка залежить тільки від I_1 . Однак можуть бути справедливими й інші записи f .

Ізолювальні та неізолювальні інтеграли. Розглянемо останній інтеграл руху для сферичної системи та три інтеграли, що залишилися, для системи з осовою симетрією. Чи можна їх знайти, а якщо можна, то який вигляд вони мають? Обмежимося випадком осової симетрії як загальнішим. Насамперед зазначимо, що не вдалося знайти жодного інтеграла, крім розглянутих вище, який мав би просте аналітичне подання. Зрозуміло, що інтеграли повинні існувати. Розділимо їх на ізолювальні та неізолювальні. У випадку осової симетрії умова $I_1 = \text{const}$ визначає поверхню (п'ятивимірному) у шестивимірному просторі x, y, z, v_x, v_y, v_z . Умові $I_2 = \text{const}$ відповідає аналогічна поверхня. Вони перетинаються і лінією їхнього перетинання є чотиривимірна поверхня; позначимо її S_4 . Нехай I_3 — третій інтеграл руху. Тоді можливіми є два випадки: або внаслідок перетинання поверхні $I_3 = \text{const}$ з поверхнею S_4 одержуємо тривимірну поверхню S_3 , або поверхня $I_3 = \text{const}$ проходить на як завгодно малій відстані від будь-якої точки на S_4 . У першому випадку I_3 (так само, як I_1 чи I_2) називають ізолювальним інтегралом, а в другому — неізолювальним інтегралом. Якщо виконується друга умова, то немає сенсу шукати залежність функції розподілу від I_3 : за відомих I_1 і I_2 функція f є однаковою для всіх значень I_3 . Звідси маємо теорему зоряної динаміки, яку називають теоремою Джинса: функція f повинна залежати тільки від ізолювальних інтегралів.

Сказане вище можна проілюструвати на прикладі простору з меншою кількістю вимірів. Припустимо, що в процесі перетинання інтегралів руху одержано поверхню, що в тривимірному просторі є тором. На рис. 2.9 бачимо, що положення точки (зорі) на поверхні тора визначається значеннями двох кутів θ і φ . Нехай інтеграл має вигляд

$$I = l\theta + m\varphi = \text{const}, \quad (2.30)$$

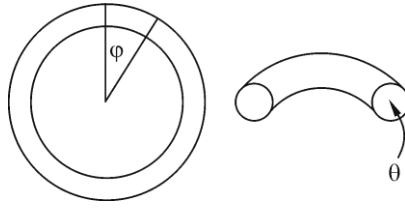


Рис. 2.9. Схема перетину інтегралів руху: поверхня у двовимірному просторі, а тор у тривимірному просторі. Положення зорі на поверхні тора визначається двома кутами θ і ϕ (ілюстрація формули (2.30))

де l і m — відомі сталі. Якщо відношення $\frac{l}{m}$ є раціональним числом, то гвинтова лінія (2.30) після здійснення цілого числа обертів замикається навколо тора, тому інтеграл f можна вважати ізолювальним. Якщо $\frac{l}{m}$ — ірраціональне число, то гвинтова лінія (2.30) пройде на як завгодно малій відстані від будь-якої точки тора, тоді інтеграл f буде неізолювальним.

Дослідимо осесиметричні галактики. Питання, що виникало щодо існування інтегралів для осесиметричних систем, можна тепер сформулювати інакше: чи існують у довільній осесиметричній системі які-небудь інші ізолювальні інтеграли (крім тривіальних)? Як зазначалося, не було знайдено жодних інтегралів у простому аналітичному поданні. Це означає, що їх слід шукати безпосередньо інтегруванням рівнянь руху з заданими значеннями енергії й моменту кількості руху відносно осі симетрії та перетинанням інтегральних поверхонь. Згідно з результатами обчислень осесиметрична галактика, що за розподілом маси подібна до нашої Галактики, очевидно, має третій ізолювальний інтеграл. Пояснимо тепер, чому це актуально.

Третій інтеграл руху та Галактика. Яким би не були теоретичні аргументи на користь існування третього ізолювального інтеграла руху в сплюснутих (дискових) галактиках, спостереження свідчать, що або такий інтеграл дійсно існує для нашої Галактики, або є неправильним одне зі зроблених вище вихідних припущень. Які підстави є для такого висновку? Вище наведено характеристики випадкових швидкостей зорь в околі Сонця (формула (2.18)). Для них справедливим є вираз

$$\langle (v_\phi - v_{\phi 0})^2 \rangle \approx \langle v_z^2 \rangle \approx 0,4 \langle v_\phi^2 \rangle. \quad (2.31)$$

Припустимо, що функція f для нашої Галактики залежить тільки від I_1 і I_2 , тобто



$$f = f(v_{\phi}^2 + v_z^2 - 2\Phi, \tilde{\omega} v_{\phi}) . \quad (2.32)$$

Вираз (2.32) є симетричним відносно v_{ϕ} і v_z , що ніяк не узгоджується з виразом (2.31). Якби функція f мала вигляд (2.22), то варто було б очікувати, що

$$\langle v_{\phi}^2 \rangle = \langle v_z^2 \rangle . \quad (2.33)$$

Якщо існує третій ізолювальний інтеграл, несиметричний відносно v_{ϕ} і v_z , то вираз (2.32) є неправильним. За вдалого вибору третього інтеграла з нього можна одержати співвідношення (2.31). Отже, або третій інтеграл існує, або необхідно враховувати відхилення від стаціонарного стану чи стану осесиметричності Галактики.

2.3.4. Функція розподілу для зоряних систем галактик із високою просторовою щільністю зорь

Наведемо декілька зауважень щодо еволюції розподілу за швидкостями у щільних центральних областях галактики чи зоряних скупченнях. Оскільки в цьому випадку не можна нехтувати зіткненнями між зорями, то розподіл за швидкостями в таких областях прагне набутися вигляду розподілу Максвелла. У зоряних скупченнях середня довжина вільного пробігу значно перевершує радіус скупчення, тому між зіткненнями зоря встигає зробити багато орбітальних рухів. У зоряному скупченні велика середня довжина вільного пробігу перешкоджає концентрації енергії поблизу центру, тоді зоряне скупчення буде прагнути до стану, що фактично є ізотермічним.

Ізотермічна гравітаційно зв'язана газова сфера не може знаходитися в стані рівноваги. У будь-якій самогравітуючій системі, що перебуває в рівновазі, повна кінетична і потенційна енергії є рівними за порядком величини:

$$\frac{GM^2}{R} \approx M \frac{\langle v^2 \rangle}{2} , \quad (2.34)$$

де M і R — повна маса і радіус системи; $\langle v^2 \rangle$ — середнє значення швидкостей v^2 окремих тіл.

З рівняння (2.34) випливає, що типова швидкість близька до швидкості розбігання. Наприклад, температура в центрі зорі є значно більшою і частинки там рухаються значно швидше, ніж біля поверхні, тому виконання умови (2.24) не спричиняє розпад зорі. Інакше для ізотермічної системи, в якій середня швидкість частинок всюди однакова і багато частинок, що знаходяться поблизу поверхні, можуть залишити її. У такій кінетичній моделі *зоряної системи*, в міру того як зоряне скупчення буде наближатися до рівноважного стану, зорі будуть залишати його. При цьому зорі, що залишилися, утворять компактнішу систему, і її еволюція прискориться. Урахувавши, що діапазон мас зорь досить широкий і що зіткнення між ними прагнуть зрівняти їхні кінетичні енергії, можна легко дійти висновку, що зорі малих мас набувають найбільших швидкостей і їм набагато легше залишити зоряне скупчення. Очевидно, що такі процеси уже відбувалися в кулястих скупченнях, в яких спостерігається дефіцит зорь малої і помірної маси. Раніш ці зорі, ймовірно, були присутні в скупченнях, але згодом залишили їх і перетворилися на одиночні швидкі зорі, що належать до гало Галактики.

Рух окремих зорь у Галактиці. Розглянемо метод пробної частинки. Основним рухом зорь у галактиці є обертання навколо її центру. Крім швидкості обертання, окремим зорям властиві невеликі випадкові швидкості. Виникає питання, на яку відстань можуть розійтися дві зорі, що знаходяться в заданий час поруч одна з одною, чи, іншими словами, яку частку від повного об'єму галактики становить об'єм, в якому може знаходитися певна зоря. Розглянемо спочатку рух у площині нашої Галактики, а потім у перпендикулярному до нього напрямку.

Нехай є дві зорі, положення яких спочатку збігалися з положенням локальної системи відліку L . Припустимо, що рух однієї з них є чисто коловим, причому її швидкість збігається зі швидкістю локальної системи відліку, а інша зоря, крім швидкості кругового руху, має невелику складову швидкості в напрямку $\tilde{\omega}$ (рис. 2.10). Вважатимемо, що ця складова є досить малою і що в області руху зорі крива обертання описується лінійною функцією, яка залежить від сталих Оорта A і B (книга 1, розд. 1).

Щоб розрахувати рух зорі, можна записати рівняння руху в напрямку $\tilde{\omega}$ і закон збереження моменту кількості руху відносно осі обертання Галактики. Якщо зоря спочатку знаходилася на

Рис. 2.10. Схема руху двох зорь (ілюстрація рівнянь (2.38), (2.46) і (2.48))

відстані R_0 від центру Галактики, а потім її відстань від центру становить

$$\tilde{\omega} = R_0 + \xi, \quad (2.35)$$

то рівняння руху вздовж радіуса має вигляд

$$\ddot{\xi} - (R_0 + \xi) \dot{\phi}^2 = \frac{\partial \Phi}{\partial \tilde{\omega}}. \quad (2.36)$$

Тут враховано, що радіальна складова прискорення в циліндричній системі координат дорівнює

$$a_{\tilde{\omega}} = \ddot{\omega} - \omega \dot{\phi}^2. \quad (2.37)$$

Запишемо умову збереження моменту кількості руху відносно осі обертання:

$$(R_0 + \xi)^2 \dot{\phi} = R_0^2 \omega_0 = R_0 v_{\Phi 0}, \quad (2.38)$$

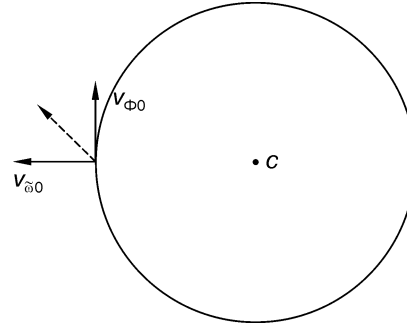
де ω_0 і $v_{\Phi 0}$ — відповідно кутова і лінійна швидкості обертання локальної системи відліку. Підставивши $\dot{\phi}$ із рівняння (2.38) у (2.36), одержимо

$$\ddot{\xi} - \left[\frac{R_0^2 v_{\Phi 0}^2}{(R_0 + \xi)^3} \right] = \frac{\partial \Phi}{\partial \tilde{\omega}}. \quad (2.39)$$

Зауважимо, що величина $\partial \Phi / \partial \tilde{\omega}$ на відстані $R_0 + \xi$ від центру пов'язана зі швидкістю обертання Галактики на цій відстані, а остання у свою чергу пов'язана з $v_{\Phi 0}$ і сталими Оорта A і B . Отже,

$$v_{\text{circ}}^2 \frac{(R_0 + \xi)}{(R_0 + \xi)} = - \frac{\partial \Phi}{\partial \tilde{\omega}}, \quad (2.40)$$

$$v_{\text{circ}}(R_0 + \xi) = v_{\Phi 0} - (A + B)\xi. \quad (2.41)$$



Останній вираз впливає з формул (2.34) і (2.35), що визначають сталі Оорта, і формули (2.35). Підставляючи (2.40) і (2.41) у (2.39), одержуємо

$$\ddot{\xi} - \left[\frac{R_0^2 v_{\Phi 0}^2}{(R_0 + \xi)^3} \right] = - \frac{[v_{\Phi 0} - (A - B)\xi]^2}{(R_0 + \xi)}. \quad (2.42)$$

Розклавши члени рівняння (2.42) у ряд за ξ і обмежившись членами ряду, які лінійно залежать від ξ , маємо рівняння, що описує незначні відхилення частинки від кола радіусом R_0 . Виразивши $v_{\Phi 0}$ через сталі Оорта за допомогою формул (2.24) і (2.25), отримуємо

$$\ddot{\xi} + [-4B(A - B)]\xi = 0, \quad (2.43)$$

або

$$\ddot{\xi} + \aleph^2 \xi = 0. \quad (2.44)$$

Тут $\aleph^2 > 0$, оскільки величина B є від'ємною, а $(A - B)$ — додатною. Вираз (2.44) — розв'язок рівняння простого гармонічного коливання. З нього випливає, що зоря осцилює вздовж радіуса відносно положення локальної системи відліку з періодом

$$P_{\boxminus} = \frac{2\pi}{\aleph} = \frac{\pi}{- [B(A - B)]^{\frac{1}{2}}}. \quad (2.45)$$

Вважаючи, що при $t = 0$ $v_{\boxminus} = v_{\boxminus 0}$, розв'язок (2.44) можна записати у вигляді

$$\xi = \left(\frac{v_{\boxminus 0}}{\aleph} \right) \sin \aleph x \equiv \xi_0 \sin \aleph t. \quad (2.46)$$

Епіциклічний рух. Застосовуючи закон збереження моменту інерції, можна визначити, на яку $2v_{\Phi 0}v_{\boxminus 0}$ відстань розійдуться зорі в напрямку φ (рис. 2.9). Із рівнянь (2.38) і (2.46) випливає, що в будь-який момент часу кутова швидкість зорі приблизно дорівнює

$$\dot{\phi} = \frac{R_0 v_{\Phi 0}}{(R_0 + \xi)^2} \approx \omega_0 - \left(\frac{2v_{\Phi 0}v_{\boxminus 0}}{\aleph R_0^2} \right) \sin \aleph t, \quad (2.47)$$



тобто зоря під час руху то відстає від локальної системи відліку, то обганяє її, причому відстає вона тоді, коли знаходиться далі від центру Галактики. Різниця кутових швидкостей зорі та локальної системи відліку становить

$$\Delta\dot{\phi} = -\left(\frac{2v_{\Phi 0}v_{\varpi 0}}{(\aleph^2 R_0)}\right) \sin \aleph t. \quad (2.48)$$

Відповідна різниця компонентів швидкостей, перпендикулярних до радіуса, дорівнює $R_0\Delta\dot{\phi}$, тому, щоб дізнатися, на яку відстань зоря може віддалитися від локальної системи відліку, необхідно проінтегрувати цей вираз. Як наслідок, маємо

$$\eta = \left(\frac{2v_{\Phi 0}v_{\varpi 0}}{(\aleph^2 R_0)}\right) [\cos \aleph t - 1] \equiv \eta_0 (\cos \aleph t - 1). \quad (2.49)$$

Об'єднуючи формули (2.46) і (2.49), одержуємо

$$\left(\frac{\xi^2}{\xi_0^2}\right) + \left[\frac{(\eta + \eta_0)^2}{\eta_0^2}\right] = 1. \quad (2.50)$$

Це рівняння еліпса. Отже, зоря рухається вздовж еліптичної орбіти відносно локальної системи відліку або вздовж епіциклічної орбіти в системі координат, що не обертається. Такі рухи проілюстровано на рис. 2.11. Хоча вирази, виведені тут через сталі Оорта, є точними лише для невеликих відхилень руху від колового, вони в першому наближенні добре описують рух зорь у загальнішому випадку щільного оточення.

Таким чином можна з'ясувати, в яких межах відстаней від галактичного центру рухалося в минулому і буде рухатися в майбутньому Сонце й інші зорі в його околі.

Рух, перпендикулярний до площини Галактики. Швидкість зорі в загальному випадку має складову, спрямовану перпендикулярно до площини Галактики. За великих відхилень від колових орбіт рух паралельно площині Галактики та перпендикулярно до неї не можна розглядати окремо. Однак за виконаних спрощень, коли обмежувалися лише лінійними членами в ході розкладання функцій, що описують відхилення руху зорі від колового, обидві складові швидкості можна розглядати незалежно. Зокрема, вивчаючи рух зорь в околі Сонця в напрямку, перпендикулярному

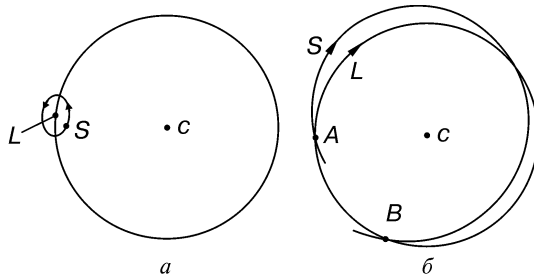


Рис. 2.11. Рух зорі S уздовж еліпса відносно локальної системи відліку L (а) та епіциклічний рух зорі S (б). Якщо S і L збігаються в точці A , то наступного разу вони будуть збігатися в точці B

до площини Галактики, потрібно врахувати, що з огляду на невелику товщину диска порівняно з його радіусом усі властивості диска змінюються вздовж осі z набагато швидше, ніж уздовж радіуса.

У першому наближенні диск Галактики в околі Сонця можна вважати нескінченним і плоскопаралельним, а його характеристики — змінними тільки в напрямку z гравітаційного поля диска (рис. 2.12). Розглянемо вертикальний рух зорь у системі координат, що обертається разом з локальною системою відліку. Іншими словами, вважатимемо, що зорі рухаються «угору» та «униз» через диск під дією складової g_z гравітаційного прискорення. Щоб знайти амплітуду і період цих коливань, визначимо g_z . Це можна було б зробити, спостерігаючи коливання зорь відносно площини Галактики. Однак такі спостереження мали б тривати понад 10^7 років, тому цей шлях неприйнятний. Скористаємося оцінками просторової щільності та швидкості зорь на різних відстанях із обох боків від галактичної площини і знайдемо g_z , вважаючи, що Галактика перебуває в стаціонарному стані.

Амплітуда коливальних рухів Сонця. Розглянемо питання про рух Сонця в площині симетрії Галактики і використаємо загальноприйняті значення сталих Оорта для обчислення періоду й амплітуди радіального руху. Для значень $A =$

$$= 15 \frac{\text{км}}{\text{с} \cdot \text{кпк}} \text{ і } B = -10 \frac{\text{км}}{\text{с} \cdot \text{кпк}} \text{ період, визначений з (2.45), становить } P_{\pi} = 2 \cdot 10^8 \text{ років.}$$

Період обертання Галактики для околу Сонця за тих самих значень A і B дорівнює $2,5 \cdot 10^8$ років, тобто період епіциклічного руху не набагато

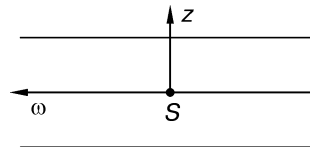


Рис. 2.12. Рух зорі перпендикулярно до площини Галактики



менший, ніж період обертання. Період вертикальних коливань поблизу Сонця становить приблизно одну третину від періоду епіциклічних коливань. Для зорі, випадкова швидкість якої в радіальному напрямку дорівнює 10 км/с, амплітуда коливань сягає 300 пк. Ці дані неважко об'єднати з даними про рух перпендикулярно до диска, щоб з'ясувати, яку форму має орбіта зорі та в якому об'ємі Галактики вона знаходиться. Використовуючи найкращі оцінки швидкості руху Сонця відносно локальної системи відліку:

$$v_{\odot} = -10,4 \frac{\text{км}}{\text{с}}, \quad v_{a\odot} = 14,8 \frac{\text{км}}{\text{с}}, \quad v_{z\odot} = 7,3 \frac{\text{км}}{\text{с}},$$

отримаємо, що під час руху Сонця вздовж орбіти його відстань від центру Галактики змінюється приблизно на 800 пк, а в перпендикулярному напрямку Сонце проходить відстань 160 пк (тобто його відстань від центру змінюється на +400 пк від середнього значення, що перевищує R_0 , і Сонце віддаляється на ± 80 пк від площини Галактики).

Поле гравітації у напрямку, перпендикулярному до площини Галактики. Розглянемо сутність цього методу на прикладі нашої Галактики. Земля знаходиться майже точно в площині, в якій вертикальна складова гравітаційного поля g_z дорівнює нулю. Іншими словами, можна спостерігати сусідні зорі і, зокрема, знайти розподіл кількості зорь за складовими їхніх швидкостей, перпендикулярними до галактичної площини (вертикальні швидкості). Будь-яка зоря, що рухається вертикально «угору», зазнає впливу гравітаційного поля, що діє на неї «униз», тому рано чи пізно напрямок руху зміниться на зворотний, і зоря повернеться до площини симетрії Галактики. Чим більшою є її вертикальна швидкість в околі Сонця, тим далі вона зможе відійти від площини симетрії. Якби відомим був розподіл g_z , перпендикулярно до площини симетрії, то можна було б обчислити, на яку відстань відійде та чи інша зоря. Проте зі спостережень можна знайти лише просторову щільність зорь як функцію z -координати. Якщо вважати розподіл зорь стаціонарним, то можна, грунтуючись на відомому розподілі просторової щільності зорь, обчислити зміну гравітаційного поля з «висотою».

Припустимо, що «вертикальний» рух зорь відбувається незалежно від горизонтального. Тоді інтеграл енергії, записаний для вертикальних рухів, матиме вигляд

$$\frac{v_z^2}{2} - \Phi(z) = \frac{v_{z0}^2}{2} - \Phi(0), \quad (2.51)$$

де v_z — вертикальна швидкість зорі, v_{z0} — швидкість зорі при $z = 0$; $\Phi(z)$ — гравітаційний потенціал, пов'язаний з g_z виразом

$$g_z = \frac{d\Phi}{dz}. \quad (2.52)$$

Зі спостережень можна знайти розподіл за швидкостями зорь в околі Сонця. Припустимо спочатку, що цей розподіл має дуже простий вид:

$$f(v_{z0}) \propto \exp\left(-\frac{l}{v_{z0}^2}\right), \quad (2.53)$$

де l — стала величина. Із загальних властивостей функцій розподілу для рівноважного стану, про які йшлося вище, знаємо, що f має бути функцією інтеграла енергії, тому для будь-якої координати z можна записати

$$f(v_z) \propto \exp\left\{-\frac{l}{v_z^2} + 2l^2\Phi(z) - 2l^2\Phi(0)\right\}. \quad (2.54)$$

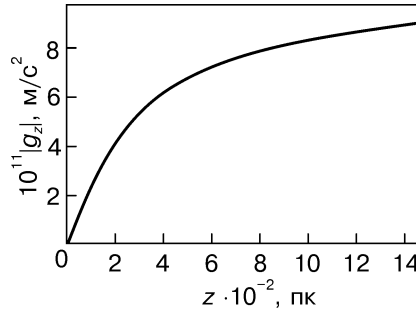
Коефіцієнти пропорційності в рівняннях (2.53) і (2.54) повинні дорівнювати один одному. Тут використовується умова, відповідно до якої в стані рівноваги функція f повинна бути сталою в часі. Рівняння (2.53) і (2.54) можна проінтегрувати за швидкостями v_z у межах від $-\infty$ до $+\infty$ і знайти просторові щільності зорь у площині симетрії Галактики ($z = 0$) і на відстані z від неї. Як наслідок,

$$\frac{n(z)}{n(0)} = \exp\{2l^2[\Phi(z) - \Phi(0)]\}. \quad (2.55)$$

Тут $n(z)$ — кількість зорь в одиниці об'єму (просторова щільність) на відстані z від площини симетрії. Якщо $n(z)$, $n(0)$ і l відомі зі спостережень, то можна знайти величину $\Phi(z) - \Phi(0)$ (тут, як звичайно, важливою є лише різниця гравітаційних потенціалів). Повторюючи цю процедуру для різних значень z , за допомогою (2.52) можна визначити g_z .

Насправді, розподіл, що спостерігається, за швидкостями зорь в околі Сонця має складніший вигляд, ніж вираз (2.53),

Рис. 2.13. Залежність z -компоненти гравітаційного поля $g_z \cdot 10^{-11} \text{ м/с}^2$ від відстані до площини симетрії Галактики



проте подібний. Описана вище процедура застосовна і до інших функціональних залежностей $f(v_{z0})$, хоча співвідношення між $n(z)$ і Φ не буде таким простим, як (2.55), і оцінка g_z буде складнішою.

Найкращою формою подання функції розподілу, що спостерігається, є не проста експоненціальна залежність, а сума декількох експонент із різними значеннями l . За оцінками g_z , отриманими за такого подання функції розподілу, отримують залежність, наведену на рис. 2.13. Поблизу площини симетрії галактики ($z = 0$) величина g_z змінюється майже лінійно з висотою z , однак на великих відстанях її зростання сповільнюється.

Зв'язок між гравітаційним потенціалом і щільністю речовини, що гравітує, описується рівнянням Пуассона в спрощеній формі:

$$\frac{d^2\Phi}{dz^2} = -4\pi G\rho, \quad (2.56)$$

де ρ — повна щільність розподілу. Якщо відстані від площини дорівнюють менше ніж 100 пк, то можна записати

$$g_z = -\lambda z, \quad (2.57)$$

де $\lambda \approx 10^{-29} \text{ с}^{-2}$. Звідси випливає, що рух зорь, які далеко не віддаляються від площини симетрії галактики, описується рівнянням

$$\ddot{z} + \lambda z = 0, \quad (2.58)$$

тобто вони виконують прості гармонічні коливання. Для наведеного значення λ період коливань становить близько $6 \cdot 10^7$ років, а відстань, на яку віддаляється зоря з початковою швидкістю 10 км/с, від площини симетрії Галактики приблизно дорівнює 100 пк. Ця відстань пропорційна до початкової швидкості (принаймні для менших значень швидкостей).

Якщо швидкість зорі в площині симетрії Галактики є досить великою, щоб вона могла вилетіти за межі тонкого диска, то во-

на попадає в область, де гравітаційне поле змінюється повільніше ніж за лінійним законом, тому і період, і амплітуда коливань зорі будуть більшими, ніж це впливає з наведених вище формул. Зрозуміло, що коливання зорі в цьому випадку вже не будуть гармонічними, і зрештою припущення про незалежність рухів уздовж координати z та паралельно площині симетрії Галактики виявиться абсолютно неправильним. Це насамперед стосується об'єктів гало, таких як кулясті скупчення і швидкі зорі, що нині перебувають в околі Сонця. Період орбітального руху для них становить кілька сотень мільйонів років.

Утікання зорь та еволюція зоряних систем. Зіткнення зорь призводять до встановлення розподілу Максвелла, тобто — це випадок, коли присутні зорі всіх енергій. Однак гравітаційний потенціал на поверхні зоряного скупчення є обмеженим, тому зорі, в яких досить велика енергія, залишають систему (випаровуються). Іншими словами, зіткнення призводять до утікання зорь із системи. Швидкість зорі, щоб вона могла утїкти, повинна

становити $v \geq v_{\text{вип}} = \sqrt{12} \frac{T}{M}$, що в 2 рази перевищує середньоквад-

ратичну швидкість $\sqrt{v^2} = \sqrt{3 \frac{T}{M}}$. За характерний час τ кількість

зорь, що покинули галактику, приблизно відповідає кількості зорь у розподілі Максвелла з $v > v_{\text{вип}}$, що дорівнює $\approx 0,007N$. Утікання зорь із системи внаслідок зіткнень вперше дослідив Амбарцумян (1938) і незалежно від нього — американський астроном Спітцер (1940).

Найбільшу роль у процесі утікання відіграють зіткнення з зорями, що пролітають далеко від даної зорі і передають їй малі порції енергії. Тому лише невелика частина зорь $\left(\sim \frac{1}{\ln N} \right)$ летять

із великою швидкістю, а переважна їх кількість повільно розподіляється та утворює розріджене гало зоряного скупчення (рис. 2.14). Одночасно зорі, які залишилися, поступово втрачають енергію, стискаються, утворюючи дедалі щільніше ядро. Існування ізольованої зоряної системи (якщо враховувати тільки парні зіткнення) має закінчитися разом із утіканням більшості зорь системи та релятивістським гравітаційним колапсом залишку.

У реальному зоряному скупченні, яке належить галактиці, ядро, що сколапсує, може не утворитися, якщо маса залишку



Рис. 2.14. Кулясте скупчення NGC 1846 (телескоп ESA/NASA/Hubble)

виявиться меншою за $100 M_{\odot}$. У цьому випадку утвориться масивна нормальна зоря або подвійна система, подальша еволюція котрої визначається її ядерними процесами і є такою самою, як і в інших зорях Галактики, що не входили в щільні скупчення. Результати оцінювання свідчать, що наслідком еволюції ядер кулястих зоряних скупчень із кількістю зорь $\sim 10^5$ – 10^6 можуть бути чорні діри проміжних мас. На рис. 2.14 зображено одне з таких зоряних систем — кулясте скупчення NGC 1846, яке розташоване у Великій Магеллановій Хмарі і налічує понад 10^5 зорь. Окрім парних зіткнень у густонаселених зоряних скупченнях можуть відбуватися лобові зіткнення зорь, що спричиняє їх часткове злиття, викид маси, утворення ударних хвиль.

Результати оцінювання свідчать, що лобові зіткнення можуть відігравати значну роль в еволюції лише найбільш густонаселених центральних частин галактики з $N \sim 10^{10}$ всередині об'єму з $R = 10^{15}$ м. У центральних частинах галактик, де кількість зорь може досягати $\sim 10^8$ – 10^{11} , унаслідок еволюції, зіткнення та утікання зорь можуть залишатися чорні діри масою 10^3 – $10^7 M_{\odot}$ (рис. 2.15). Оцінювання виконано без урахування обертання, котре зменшує масу залишку, що сколапсує (Яцків та ін., 2014).

На рис. 2.15, *а*, *б* як приклад подано профіль поверхневої яскравості Туманності Андромеди (M31), отриманий за спостере-

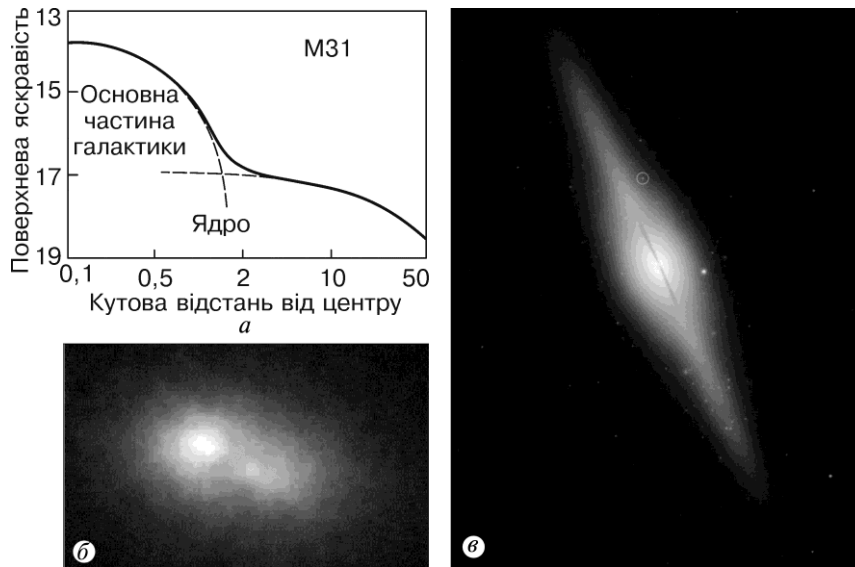


Рис. 2.15. Розподіл поверхневої яскравості туманності Андромеди (M31) у зоряних величинах на секунду в квадраті дуги (масштаб 1''— 4 пк) (а), центральна частина туманності Андромеди з «подвійним» ядром (телескоп ESA/NASA/Hubble, 2013 р.) (б), а також видима з ребра спіральна галактика ESO 243-49 — «домівка» чорної діри масою $\sim 10^4 M_{\odot}$ (положення чорної діри вище від галактичної площини позначено кружком; телескопи ESA/NASA/Hubble, XMM-Newton (в))

женнями балонного експерименту «Stratoscope II» у 1960-х роках (досить високоякісним на той час), який свідчив про значні розміри ядра цієї галактики (майже 7 кпк). У 2013 р. команда астрономів за керівництва Лауера за допомогою Космічного телескопа Габбла виявила подвійне ядро в M31 (рис. 2.15, б). Яскравішим членом подвійного ядра можуть бути залишки іншої галактики, «канібалізованої» (знищеної) галактикою M31 унаслідок лобового зіткнення понад 1 млрд років тому. Центр Туманності Андромеди знаходиться ближче до «тьмянішого» піка яскравості й містить надмасивну чорну діру $1,8 \cdot 10^8 M_{\odot}$, про що свідчить різке збільшення орбітальних швидкостей зорь у центрі (Корменді, 1988) і наявність диска блакитних зорь з радіальними швидкостями ~ 1000 км/с (Barnard et al., 2005). Чому залишок іншої галактики не був розірваний цією чорною дірою, достеменно не доведено: або такий процес відбувається, адже час для



знищення становить кілька сотень тисяч років; або залишок іншої галактики містить власну масивну чорну діру, гравітація якої утримує його від руйнування (див. підрозд. 4.6).

Іншим цікавим спостережним прикладом зіткнення галактик та утворення чорної діри середньої маси є видима з ребра галактика ESO 243-49 (рис. 2.15, в). У 2004 р. на її периферії, вище від галактичної площини, за спостереженнями обсерваторій ХММ-Newton і Chandra було зареєстровано гіперсвітне джерело Х-випромінювання (*Hyper-Luminous X-ray source*) 2ХММ J011028.1-460421, яке назвали HLX-1. Пізніше з'ясувалося, що світність джерела в діапазоні 0,2—10,0 кеВ становить $\sim 10^{42}$ ерг/с і є чорною дірою масою $\sim 2 \cdot 10^4 M_{\odot}$, яка утворилася близько 200 млн років тому після зіткнення і «канібалізму» карликової галактики (Webb, 2010). Синє світло від джерела HLX-1 походить не тільки від гарячого акреційного диска, а й від скупчення гарячих молодих зорь, які утворилися навколо чорної діри (Farrell, 2012).

2.3.5. Спіралі та стабільність спіральної структури галактик

У майже 70 % спостережуваних галактик структура є спіральною, тобто вона повинна бути або довготривалою властивістю галактики, або механізми, що її зумовлюють, повинні діяти досить часто. Існування галактик з добре розвинутою спіральною структурою, розташованих далеко від будь-якої іншої галактики, потребує теоретичних пояснень без залучення процесів взаємодії з іншими галактиками. Підґрунтям такої теорії є розвиток у галактиці нестійкостей різних типів, при цьому треба пам'ятати, що зіткнення галактик (мерджінг) за певних умов також здатні сприяти появі спіралей. Типові параметри, які характеризують геометричні властивості спіралей у галактиках різних морфологічних типів, наведені в табл. 2.5, де μ — кут між рука-

Таблиця 2.2. Типові параметри спіральних рукавів галактик (Рольфс, 1980)

Параметр	Тип галактики				
	Sb	Sc	SBb	SBc	Середнє
$\mu, ^\circ$	75 ± 6	$72,5 \pm 6$	75 ± 5	73 ± 8	$73,4 \pm 6$
L, a	$1,80 \pm 0,58$	$1,74 \pm 0,51$	$1,62 \pm 0,38$	$1,61 \pm 0,34$	$1,76 \pm 0,54$
$W, ^\circ$	328 ± 125	317 ± 105	277 ± 82	211 ± 88	310 ± 115

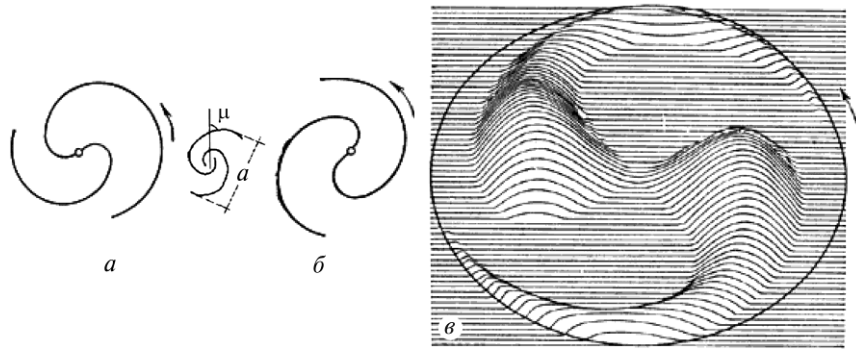


Рис. 2.16. Форми спіралей:

a — яка відстає; *б* — яка лідирує (стрілками показано напрямок обертання); *в* — моделювання спіральної структури — нестійка дворукавна спіраль, яка відстає

вом і радіусом-вектором (градуси), L — довжина рукава в одиницях a (рис. 2.16), W — кут закручування рукава (градуси) за Данвером (див. книга 1, розд. 6).

Якщо подати функціональне співвідношення $f(r, \theta)$ у циліндричних координатах (r, θ, z) і якщо $f(r, \theta)$ є достатньо гладкою функцією, то лінії $f(r, \theta) = \text{const}$ описуватимуть спіралі. Та з математичної форми рівняння можна отримати розв'язок відносно параметра r (рис. 2.17, *a*):

$$r = P(\theta), \quad \text{tgi} = \frac{1}{r} \frac{dP}{d\theta}.$$

Також використовують зворотне співвідношення:

$$\theta - \theta_0 = \Phi(r), \quad k = \Phi'(r), \quad \text{tgi} = [r\Phi'(r)]^{-1} = (rk)^{-1}.$$

Зокрема, для логарифмічної спіралі на рис. 2.17, *a* можна записати $r = r_0 \exp(\alpha \cdot \theta)$ або $r = r_0 \exp(\theta \cdot \text{tgi})$, $\text{tgi} = \alpha$ або інакше $\theta - \theta_0 = \beta \ln r$, $k = \beta / r$, тобто $\theta - \theta_0 = \text{ctgi} \cdot \ln r$, $\text{tgi} = (rk)^{-1} = 1 / \beta$.

Якщо полярний кут θ — лінійна функція часу t у вигляді $\theta = \theta_0 + \omega t$, то спіральний візерунок обертається, і якщо, крім того, кутова швидкість ω не залежить від координат, то цей випадок відповідає твердотільному обертанню.

Отже, спіральний хвильовий візерунок з m рукавами, що обертається як тверде тіло, можна записати у такому математич-



ному вигляді:

$$q(r, \theta, t) = \operatorname{Re}[Q(r) \exp[i(\omega t - m\theta)]] ,$$

де лінія $q = q_0$ визначає логарифмічну спіраль. Якщо записати $Q(r)$ у вигляді $Q(r) = q \exp[\Phi(r)]$ (параметр Φ — потенціал спірального візерунка), то $q(r, \theta, t) = q \cdot \exp[i(\omega t - m\theta + \Phi(r))] = q \cdot \exp[i\chi(r, \theta, t)]$.

Для фази хвилі отримуємо $\chi - \chi_0 = \omega t - m\theta + \Phi(r)$. Ця спіраль має m рукавів і обертається з кутовою швидкістю візерунка $\Omega_p = \omega/m$.

Кут закручування i візерунка становить $\operatorname{tg} i = m / [r\Phi'(r)] = m / rk$.

Шукаючи радіальну довжину візерунка L (рис. 2.17), зауважимо, що $\chi = -m\theta_0 + \Phi(r_0) = -m\theta_0 - 2\pi + \Phi(r_0 + L)$, тоді величина першого порядку малості — $L = 2\pi / |k|$. Спіральний візерунок закручується, якщо r збільшується зі зменшенням θ . Отже, для спіральних рукавів, що закручуються, $k = \frac{d\Phi}{dr} < 0$.

Зазвичай спіральні галактики не обертаються як тверде тіло, демонструючи значне диференційне обертання, тобто кутова швидкість є функцією відстані від галактичного центру. Тому спіральний рукав, який пов'язує області на різних відстанях від галактичного центру, буде розтягуватися. Це показано на рис. 2.17, б, де різниця кутових швидкостей точок A та S дорівнює $248/7,31 - 250/10 = 9$ км/(с · кпк). За час, який потрібний точці S на 2,8 обертів, точка A зробить 3,8 обертів. Якщо спіраль ще пов'язує точки A та S , то вона, очевидно, мала б із часом розтягуватися, а кут закручування спіралі i мав би зменшуватися. Отже, лише за кілька галактичних обертів спіраль повинна розтягнутися та зникнути. Однак оскільки спіральний візерунок спостерігається приблизно у двох третин усіх галактик, він має бути винятково таким, що довго живе, або повинен існувати механізм, який його безперервно підживлює та відновлює.

Спіральний візерунок, який довго живе, можна отримати за наявності деякого механізму стабілізації. Найпростішим є систематичний рух уздовж спіральних рукавів. Уведемо його ad hoc так: візерунок обертається як тверде тіло, хоча окремі точки обертаються диференціально. Якщо в процесі обертання точка B перейде в положення B' за той самий час, що A переноситься в A'



Рис. 2.17. Математичний опис спіралі (а), до проблеми закручування спіралі (б), стабілізація спіралі за рахунок систематичних рухів уздовж рукавів (в) і просторові координати (r, θ, z) та компоненти швидкості (u, v, w) у полярній системі координат (д) (Рольфс, 1980)

(рис. 2.17, в), то рух уздовж радіуса за той самий час переносить B' в B''' . Точка B''' знову лежить на спіралі і, отже, спіраль не спотворюється. Наведемо основні формули для таких рухів: $AA' = R\Omega(R)dt$; $BB' = (R + dR)\Omega(R + dR)dt$; $BB'' = (R + dR)\Omega(R)dt$; $B'B'' = [(R + dR)\Omega(R + dR) - (R + dR)\Omega(R)]dt = R(d\Omega/dR)dRdt$; $B'B''' = R(d\Omega/dR)tg\mu dRdt$.

Що може спричинити такі рухи речовини в рукаві та які сили за них відповідальні? З рис. 2.17, б видно, що відносна швидкість розширення речовини в спіральному рукаві, що пов'язує точки S та A , повинна становити 3,3 км/с. Спостережні свідчення такого розширення наявні, але лише для навколо центральних областей галактик.

Протягом багатьох років вважали, що магнітні поля забезпечують стабілізацію спіральних рукавів від впливу диференційного обертання, що руйнує спіральну структуру. Міжзоряний газ, якщо він значною мірою є нейтральним, має високу електропровідність і, отже, магнітні силові лінії сильно пов'язані з газом: магнітне поле є вмерзеним у газ. Якщо напруженість магнітного поля досить велика, такі поля можуть повністю визначати рух газу. Але напруженість магнітного поля в міжзоряному



просторі галактики є явно недостатньою для забезпечення таких негравітаційних рухів (розд. 3), тобто магнітне поле може розглядатися тільки як збурення. Коли необхідно уникнути великих систематичних швидкостей розширення або стиснення і водночас форма спіралей не повинна спотворюватися з часом, то такі спіралі не можуть утворюватися одними й тими самими елементами маси за весь час їхнього існування: речовина повинна текти впоперек спірального рукава. Але оскільки густина речовини в рукавах вища, ніж у міжрукавному просторі, таке збільшення відбувається природно, коли речовина рухається повільніше, перебуваючи в рукаві, ніж коли вона знаходиться у міжрукавному просторі.

Такий процес узгоджено описується в *теорії хвиль густини матерії*, яка пояснює утворення спіральної структури, що довго живе. Основи теорії розвинув шведський астроном Б. Ліндблад (1895—1965), відомий працями з динаміки зорь і структури галактики. Цю теорію розвинуто в працях Ліна і Шу в 1964—1968 рр. (Lin and Shu, 1964).

2.3.6. Нестійкість і спіральна структура галактик

За винятком щільних центральних областей та кулястих скупчень, основна частина зорь, що входять до складу галактики, не стикаються і рухаються в її усередненому гравітаційному полі. Важливою характерною особливістю беззіштовхувальної зоряної системи є можливість розвитку в ній нестійкостей різних типів. Головним стимулом для вивчення цієї нестійкості є спроба пояснити природу виникнення спіральної структури галактик (рис. 2.18, *а*) та галактик з морфологічними особливостями, зокрема з кільцями (рис. 2.18, *в*).

Спіральні рукава являють собою *хвилі густини речовини* — згущення, що поширюються в речовині галактики, їх форма майже не змінюється. Розглядаються різні причини виникнення і генерації таких хвиль. Відповідно до одного з поглядів, спіральна хвиля пов'язана з існуванням у центрі галактики асиметричного утворення — *обертового бара*, що є генератором хвилі густини. Дійсно, у деяких галактиках спостерігаються обертові витягнуті утворення, від яких відходять спіральні рукава (рис. 2.18, *б*). Однак у багатьох спіральних галактиках бари відсутні (рис. 2.18, *а*), тому, згідно з іншою точкою зору, причиною утворення спіральної структури є *нестійкості*.

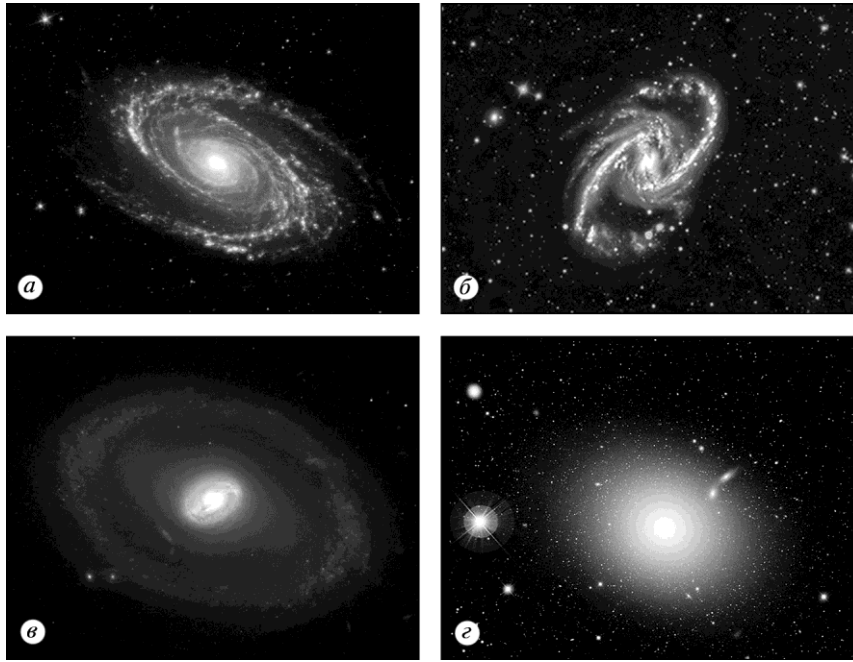


Рис. 2.18. Різні типи галактик з морфологічними особливостями:
a — спіральна галактика M81 в ІЧ-діапазоні (телескоп «Spitzer», NASA/JPL-Caltech/K. Gordon/S. Willner/N.A. Sharp, синій колір відповідає довжині хвилі 3,6 мкм, зелений — 8 мкм, червоний — 24 мкм); *б* — спіральна галактика NGC 1365 з баром (телескоп ESO/IDA/Danish 1.5 m/R. Gendler, J.-E. Ovaldsen, C. Thöne, and C. Feron); *в* — галактика NGC 3081 з декількома кільцями (телескоп ESA/NASA/Hubble); *г* — еліптична галактика M87, у центрі якої знаходиться одна з найбільших чорних дір $M_{BH} \sim 6,4 \cdot 10^9 M_{\odot}$ (телескоп ESA/NASA/Hubble)

У зоряній системі можливий розвиток гравітаційних нестійкостей, а також кінетичної нестійкості, зумовлених виглядом функції розподілу. Системи, що дуже повільно обертаються, — еліптичні галактики (рис. 2.18, *г*), кулясті скупчення (див. рис. 2.17, *а*) — є стійкішими відносно всіх типів збурень, що дає їм змогу зберігати правильну форму навіть за відсутності зіткнень.

У разі збільшення обертання та набуття галактикою форми диска зростає кількість нестійких мод (видів) власних коливань. Найважливішою є *нестійкість Джинса тонкого диска*. Під час утворення ущільнення в тонкому диску зростають гравітаційні сили, спрямовані на збільшення щільності, а відцентрові сили та



тиск перешкоджають цьому. Відцентрові сили зумовлюють стабілізацію найбільших великомасштабних збурень, пов'язаних із розширенням чи стисканням диска як цілого. Ізотропний тиск у диску стабілізує дрібномасштабні збурення з довжиною хвилі порядку чи менше від товщини диска. Збурення проміжних масштабів у тонкому диску є нестійкими, і наслідком їх розвитку може виявитися спіральна структура. Результати чисельних розрахунків розвитку нестійкості в тонкому диску в гідродинамічному наближенні свідчать, що найшвидше зростає дворукавна спіральна мода, яка відповідає спіралі, що відстає (з гілками, що закручуються). Розходження між спіральними гілками, що лідирують і відстають, показано на рис. 2.16, *а*, *б*. На рис. 2.16, *в* наведено форму спіральної хвилі, отриману в чисельних розрахунках власних коливань диска. Ці результати відповідають спостереженням галактик, з яких видно, що головним типом спіралей є дворукавні та такі, що відстають.

Кінетичні нестійкості зумовлюються взаємодією хвиль густини з частинками. Нестійкість виникає, коли частинки передають хвилі більше енергії, ніж отримують від неї. Для цього необхідно, щоб функція розподілу не була рівноважною. *Пучкова нестійкість* розвивається, коли локальний максимум функції розподілу f знаходиться в інтервалі великих швидкостей (тобто є пучок частинок з великими швидкостями). *Циклотронна нестійкість* може розвиватися в зоряній системі, що швидко обертається. *Дрейфова* (чи градієнтна) *нестійкість* розвивається в неоднорідній зоряній системі за наявності градієнтів густини чи температури.

Роль кінетичної нестійкості у галактиках є ще не зовсім зрозумілою. Швидкість наростання збурень, що зумовлені цими нестійкостями, звичайно менша, ніж для *гравітаційної нестійкості*. У спіральних галактиках є сферична підсистема, швидкість обертання котрої набагато менша, ніж диска. У таких умовах будуть розвиватися пучкова та дві інші кінетичні нестійкості. Цим можна пояснити деякі особливості структури спіральних галактик. За наявності різких градієнтів швидкості в галактиці можливим є розвиток нестійкості, пов'язаної зі стрибками тангенціальної швидкості.

Бароподібна нестійкість і масивні корони галактик. Аксіально-симетрична форма обертового самогравітуючого тіла, що обертається, стає нестійкою в разі досить швидкого обертання.

Внаслідок розвитку цієї нестійкості утвориться тривісна фігура (бар), тому таку нестійкість називають *бароподібною*. Її вивчено ще в XIX ст. під час розгляду самогравітуючих конфігурацій нестисливої рідини, вона має універсальний характер і належить до зоряних систем.

Момент обертання в дисках спіральних галактик настільки великий, що мало б існувати багато еліптичних дисків. Однак за результатами спостережень не можна відрізнити еліптичний диск від еліптичної проекції кругового диска на небесну сферу. Звичайно, вважається, що галактичні диски є круговими, тому для їхньої стійкості необхідна наявність масивної сферичної складової з масою, більшою за масу баріонної речовини. Проаналізувавши розподіл швидкостей галактик — супутників нашої Галактики — бачимо, що ця маса може розподілятися у великій короні, яка оточує Галактику, і маса корони може на порядок перевищувати масу Галактики. Прогнозується наявність аналогічних корон і в інших галактиках, однак їх існування ще не є чітко встановленим спостережним фактом.

Основні рівняння теорії хвиль густини. З огляду на дилему закручування та необхідність пояснити великомасштабну організацію спіральної структури Лін, який назвав її спіральним візерунком (*grand design*), відмовився від ідеї, що спіральні рукави утворено речовиною, яка постійно пов'язана з рукавом. Поки існує спіральна зона стиснення, речовина тече крізь неї, і частинки, що належать спіральному рукаву, згодом стають частиною міжрукавної області. Отже, спіральний рукав є результатом стиснення або *хвилі густини речовини*. Перевага цієї гіпотези полягає в тому, що так можна зберегти як диференціальне обертання галактичної речовини, так і твердотільне обертання спірального візерунка, які необхідні для уникнення труднощів, пов'язаних із дилемою закручування.

Пояснимо основні рівняння теорії хвиль густини у спіральних галактиках.

З міркувань спрощення апроксимуємо спіральну галактику нескінченно тонким диском, на який проектується маса галактики. Таке припущення є достатньо справедливим у випадку, коли протяжність видимого оптичного диска, перпендикулярного до екваторіальної площини, набагато менша за діаметр галактики. Введемо полярну систему координат (r, θ, z) з компонентами швидкості (u, v, w) , тобто для першого моменту $\langle P \rangle =$



$= u_1 \langle \Theta \rangle = r \cdot \Omega(r) + v$ (див. рис. 2.17, в, з). Тоді рівняння гідродинаміки та рівняння Пуассона можна записати, враховуючи потенціал гравітуючої речовини $V(r, \theta, z)$, поверхневу густину речовини $\sigma(r, \theta) = \int_{-\infty}^{+\infty} \rho(r, \theta, z) dz$, поверхневий тиск ϕ , та перші моменти $\langle \Pi \rangle$, $\langle \Theta \rangle$ компонентів швидкості, у такому вигляді:

$$\frac{\partial \sigma}{\partial t} + \frac{1}{r} \left(\frac{\partial}{\partial r} (r \sigma \langle \Pi \rangle) + \frac{\partial}{\partial \theta} (\sigma \langle \Theta \rangle) \right) = 0$$

(рівняння неперервності),

$$\frac{\partial \langle \Pi \rangle}{\partial t} + \langle \Pi \rangle \frac{\partial \langle \Pi \rangle}{\partial r} + \frac{\langle \Theta \rangle}{r} \frac{\partial \langle \Pi \rangle}{\partial \theta} - \frac{\langle \Theta \rangle^2}{r} = - \left(\frac{1}{\sigma} \right) \left(\frac{\partial \phi}{\partial r} + \frac{\partial \Phi}{\partial r} \right)$$

(перше рівняння Ейлера),

$$\frac{\partial \langle \Theta \rangle}{\partial t} + \langle \Pi \rangle \frac{\partial \langle \Theta \rangle}{\partial r} + \frac{\langle \Theta \rangle}{r} \frac{\partial \langle \Theta \rangle}{\partial \theta} + \frac{\langle \Theta \rangle \langle \Pi \rangle}{r} = - \left(\frac{1}{\sigma} \right) \left(\frac{\partial \Theta}{\partial \theta} + \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} \right)$$

(друге рівняння Ейлера),

$$\frac{1}{r} \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \Phi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \theta^2} \right] + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} = 4\pi G \sigma \delta(z)$$

(рівняння Пуассона).

У припущенні, що розподіл густини речовини в галактиці в першому наближенні є осесиметричним, для потенціалу гравітуючої речовини, поверхневої густини і поверхневого тиску отримуємо

$$V = V_0(r) + V_1(r, \theta, t), \quad |V_1| \ll |V_0|, \quad \sigma = \sigma_0(r) + \sigma_1(r, \theta, t),$$

$$|\sigma_1| \ll |\sigma_0|, \quad \phi = a^2 \sigma,$$

де a — середня (теплова та турбулентна) швидкість атомів газу. Якщо прийняти коловий рух $u = v = 0$ за основний, а також осесиметричний розподіл для поверхневої густини $\sigma = \sigma_0(r)$ і потенціал $V = V_0(r)$, то з другого рівняння Ейлера маємо

$$r\Omega^2 = \frac{1}{\sigma_0} \frac{d}{dr} (a_0^2 \sigma_0) + \frac{dV_0}{dr}.$$

Наведені рівняння для потенціалу гравітуючої речовини, поверхневої густини та поверхневого тиску дають можливість отримати систему рівнянь для опису збурень хвиль густини речовини:

$$\frac{\partial \sigma_1}{\partial t} + \Omega \frac{\partial \sigma_1}{\partial \theta} + \frac{1}{r} \left(\frac{\partial}{\partial r} (r \sigma_0 u) + \frac{\partial}{\partial \theta} (\sigma_0 v) \right) = 0 \quad (\text{рівняння неперервності}),$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \Omega \frac{\partial u}{\partial \theta} - 2\Omega v = -\frac{a_0^2}{\sigma_0} \left(\frac{\partial \sigma_1}{\partial r} + \frac{\partial V_1}{\partial r} \right) \quad (\text{перше рівняння Ейлера}),$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \Omega \frac{\partial v}{\partial \theta} + \frac{k^2}{2\Omega} u = -\frac{1}{r} \left(\frac{a_0^2}{\sigma_0} \frac{\partial \sigma_1}{\partial \theta} + \frac{\partial V_1}{\partial \theta} \right),$$

$$\text{де } k^2 = 4\Omega^2 \left(1 + \frac{r}{2\Omega} \frac{\partial \Omega}{\partial r} \right) \quad (\text{друге рівняння Ейлера}),$$

$$\frac{\partial^2 V_1}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial V_1}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 V_1}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 V_1}{\partial z^2} = 4\pi G \sigma_1 \delta(z) \quad (\text{рівняння Пуассона}).$$

(2.59)

Незважаючи на те, що ця система лінійних та однорідних диференціальних рівнянь у часткових похідних простіша за попередню, повний набір рішень отримати неможливо. Але оскільки рівняння однорідні та задовольняють принцип суперпозиції, стійкість системи можна досліджувати методом нормальних мод, що супроводжуються досить складними виразами. Для спрощення, зокрема, використовують припущення, що спіральні рукава є туго закрученими, тобто кут закручування спіралі i повинен бути малим ($\text{tgi} \ll 1$, $k = \frac{d\Phi(r)}{dr} \gg \frac{1}{r}$, див. рис. 2.17, a). Це дає змогу отримати формули в аналітичному вигляді.

Аналізуючи нормальні моди цієї системи рівнянь, припускають, що малі збурення основного розв'язку σ_0 , V_0 , $u = v = 0$ задаються суперпозицією різних мод $q_1 = \text{Re}[\hat{q}(r) \exp[i(\omega t - m\theta + \Phi(r))]]$, де q_1 може бути будь-якою з величин σ_1 , u або v , параметр ω — кутова частота збурень за фіксованого положення у просторі, m — кількість спіральних рукавів. Використовуючи рівняння неперервності, можна отримати вирази для поверхневої густини речовини в термінах кутової швидкості Ω_p спірального візерунка (див. рис. 2.17, z):

$$(\omega - m\Omega)\sigma_1 + k\sigma_0 u = 0, \quad \frac{\sigma_1}{\sigma_0} = \frac{ku}{m(\Omega - \Omega_p)}, \quad (2.60)$$



де

$$\Omega_p = \frac{\omega}{m} = \frac{\theta}{t}.$$

Таким чином, лише з рівняння неперервності отримується суттєвий результат: швидкість u радіального переміщення хвилі густини та збурення густини σ_1 знаходяться у фазі. Амплітуда радіальної швидкості та контраст густини пов'язані виразом, де Ω (як і вище) — кутова швидкість колового руху:

$$\hat{u} = \frac{\sigma_{\max} - \sigma_{\min}}{\sigma_{\max} + \sigma_{\min}} \cdot mr(\Omega - \Omega_p) \operatorname{tgi}.$$

Це співвідношення можна перевірити за спостереженнями і воно є важливим тестом теорії хвиль густини речовини.

Цікаво також з'ясувати, як впливає збурення потенціалу спірального рукава, що обертається як тверде тіло, на поле швидкостей та густину. Для цього використовують наведені рівняння Ейлера. Якщо потенціал записати як $V = V_0(r) + A(r) \exp[i(\omega t - m\theta + \Phi(r))]$, де амплітуда $|A| \ll V_0$, то для частоти ν , з якою пробна частинка міжзоряного середовища, що обертається з коловою швидкістю, реагує на проходження спірального збурення, маємо такий вираз: $\nu = \frac{1}{\kappa}(\omega - m\Omega) = \frac{m}{\kappa}(\Omega_p - \Omega)$. Розв'язуючи систему рівнянь для амплітудних функцій, Лін і Шу показали, як реагує газ на спіральне збурення потенціалу (в гідродинамічному наближенні):

$$\frac{\hat{\sigma}}{\sigma_0} = -\frac{k^2 A}{\kappa^2} \frac{1}{1 - \nu^2 + x}, \quad \hat{u} = -\frac{kA}{\kappa} \frac{\nu}{1 - \nu^2 + x}, \quad \hat{\nu} = \frac{j kA}{2 \Omega} \frac{1}{1 - \nu^2 + x},$$

де $x = k^2 a_0^2 / \kappa^2$ — число стійкості Тумре. Множник $j = \sqrt{-1}$ в останньому рівнянні свідчить, що варіація компоненти ν відмінна на 90° за фазою від варіацій σ та u . Із застосуванням рівняння неперервності показано, що зміни компонента швидкості u відбуваються у фазі зі зміною густини. Якщо вираз для $\hat{\nu}$ підставити у вираз для $\hat{\sigma} / \sigma_0$, то знову отримаємо рівняння (2.60).

Використовувати таке наближення для опису поведінки сукупності зорь як реакції на спіральне збурення потенціалу неможливо, оскільки зіштовхувальна взаємодія між зорями є ма-

лоймовірною (див. пп. 2.3.2—2.3.4). Для цього Лін і Шу використовували математичні методи беззіштовхувальної гідродинаміки, зокрема механіку фазової рідини, та показали, що наведені співвідношення для компонентів швидкості та поверхневої густини газу аналогічні й для локальних середніх значень поверхневої щільності зорь $\hat{\sigma}_*$ та усереднених компонентів швидкостей $\hat{u}_*$ і $\hat{v}_*$:

$$\frac{\hat{\sigma}_*}{\sigma_{0*}} = -\frac{k^2 A}{\kappa^2} \frac{1}{1-v^2} F_v(x_*), \quad \hat{u}_* = -\frac{kA}{\kappa} \frac{v}{1-v^2} F_v^{(1)}(x_*),$$

$$\hat{v}_* = \frac{j}{2} \frac{kA}{\Omega} \frac{1}{1-v^2} F_v^{(2)}(x_*).$$

Тут $x_* = k^2 \langle c_r^2 \rangle / \kappa^2$ — число стійкості Тумре для розглядуваного типу зоряного населення, $\langle c_r^2 \rangle$ — дисперсія швидкостей зорь у радіальному напрямку (в галактичній системі координат), $F_v(x_*)$, $F_v^{(1)}(x_*)$, $F_v^{(2)}(x_*)$ — поправкові множники, які показують наскільки реакція на збурення потенціалу розглядуваного зоряного населення зменшується залежно від $\langle c_r^2 \rangle \rightarrow 0$. Чим більшою є ця дисперсія, яка аналогічна квадрату швидкості звуку в газі, тим меншою є реакція, що виявляється у збуреннях густини та швидкості. Рівняння для газу також можна записати у формі з поправковими множниками, якщо їх подати так:

$$F_v^g(x) = F_v^{g(1)}(x) = F_v^{g(2)}(x) = \frac{1}{1 + \frac{x}{1-v^2}}.$$

Зорь відрізняються від поправкових множників для газу на декілька відсотків.

Отже, і газ, і зорі абсолютно однаково реагують на збурення гравітаційного потенціалу. Чим вища температура газу, тобто, чим ефективніша швидкість звуку або чим більша дисперсія швидкостей розглянутого зоряного населення, тим менша їхня реакція на гравітаційну спіральну хвилю. Щоб такі хвилі густини речовини можна було виявити, необхідні індикатори спіралей з малою дисперсією просторових швидкостей, що і спостерігається для спіральної структури переважної кількості галактик.

Якщо гравітаційний потенціал моделі галактики збурюється спіральною хвилею, що обертається, то газ у такій моделі реагує



на збурення зміною густини та потоковими рухами, в яких також спіральна форма. Щоб зрозуміти цю поведінку поля швидкостей хвиль густини, Лін і Шу запропонували оперувати всіма змінними в дійсній формі та прийняти для збурення потенціалу такий вираз:

$$V_1 = A(r) \cos \chi, \quad \chi = \omega t - m\theta + \Phi(r) = m[\Omega_p - \Omega(r)]t + \Phi(r) = \kappa v t + \Phi(r),$$

де $A(r)$ — потенціал спірального рукава, $\Omega(r)$ — кутова швидкість обертання галактичної моделі, Ω_p — кутова швидкість спірального візерунка; ці три величини вважаються заданими. Форма спірального рукава $\Phi(r)$ може бути, наприклад, у вигляді логарифмічної спіралі $\Phi = \text{ctgi} \cdot \ln(r/r_0)$. Також отримано асимптотичний розв'язок рівняння Пуассона (останнє в системі рівнянь (2.59)) для розподілу густини в спіралях як у галактичній площині, так і поза нею.

Реакція газу на збурення потенціалу хвилі густини описується як

$$\sigma_1 = \hat{\sigma} \cos \chi, \quad u = \hat{u} \cos \chi, \quad v = -\hat{v} \sin \chi.$$

Тоді лінії рівних фаз спірального рукава $\chi = \text{const}$ є суть лініями однакових збурень густини та швидкості. Для спірального візерунка з рукавами, що закручуються, $i < 0$ та $k = \Phi' < 0$ і, отже, Φ — спадна функція. Для області $\Omega_p < \Omega$ маємо $v < 0$. У спіральних рукавах $\sigma_1 > 0$, отже, $A < 0$, тоді центр спірального рукава відповідає фазі $\chi = 0$. Оскільки $\hat{u} < 0$, то в спіральних рукавах відбуваються радіальні рухи до галактичного центру, а у міжрукавному просторі ($\chi = \pm\pi$) — рух назовні, у напрямку від галактичного центру. Тангенціальна швидкість газу досягає екстремальних значень при $\chi = \pm\pi/2$, що відповідає внутрішній та зовнішній межах спіральних рукавів $\sigma_1 = 0$. Швидкість потоку збігається з напрямком обертання галактики за фази $\chi = -\pi/2$, тобто на зовнішній межі спіралі.

2.3.7. Резонанси Ліндблада

Розглянемо частоту $\nu = \frac{1}{\kappa}(\omega - m\Omega) = \frac{m}{\kappa}(\Omega_p - \Omega)$, з якою

пробна частинка міжзоряного середовища, що обертається з коловою швидкістю, реагує на проходження спірального збурення. З цього рівняння випливає, що амплітуди збурених величин σ_1, u

та v , зумовлених вихідним збуренням потенціалу V , суттєво залежать від частоти. При цьому з рівнянь для локальних середніх значень поверхневої щільності зорь $\hat{\sigma}_*$ та усереднених компонентів швидкостей $\hat{u}_*$ і $\hat{v}_*$ можна бачити, що при $v^2 = 1 + x$ відбуваються *резонанси*, тобто амплітуда необмежено зростає. Такий висновок справедливий і для газового компонента галактики. У цих випадках лінійна теорія порушується, а області галактики, де спостерігається такий ефект, називають *резонансами Ліндблада*:

$$v = \frac{m}{\kappa} (\Omega_p - \Omega) = \sqrt{1 + x}, \text{ якщо } x \ll 1, v_{\text{res}} = \pm 1,$$

$$\Omega_p = \Omega(r) - \kappa / 2 \text{ (внутрішній резонанс Ліндблада),}$$

$$\Omega_p = \Omega(r) + \kappa / 2 \text{ (зовнішній резонанс Ліндблада).}$$

Резонанси Ліндблада відповідають областям, в яких пробна частинка, що рухається з коловою частотою $\Omega(r)$, зустрічає спіральний візерунок, який проходить з частотою, кратною локальній епіциклічній частоті. Спіральне збурення завжди зустрічає такі пробні частинки в одній і тій самій фазі їхнього епіциклічного руху. Тому в областях резонансів виникають вікові ефекти. Інший резонанс знаходиться на відстані області синхронного обертання $v = 0$, де $\Omega_p = \Omega(r)$ і швидкості обертання галактики та спірального візерунка збігаються. Відповідно до теорії Ліна і Шу, спіралі існують тільки в областях між внутрішнім резонансом Ліндблада та областю синхронного обертання. В окремих випадках спіралі можуть досягати зовнішнього резонансу $v = +1$.

У ході дослідження руху Сонця (підрозд. 2.3.4) вважалося, що наша Галактика є строго осесиметричною. У дійсності в ній, як і в інших спіральних галактиках, є незначні відхилення від осьової симетрії, зумовлені спіральною структурою. Кожного разу, коли зоря проходить через спіральну хвилю густини матерії, її рух має невелике збурення. Якщо періоди обертання зорі, епіциклічних коливань і обертання спірального візерунка навколо центру галактики не пов'язані між собою простими співвідношеннями, то збурення сусідніх орбіт відбуваються не у фазі, й хвилі густини не впливатимуть на рух зорі. Якщо спіральна хвиля на заданій відстані від центру змінюється залежно від кутової координати θ і часу t як $\sin(m\theta + \omega^*t)$, а частота ω^* обертання зорі навколо центру ω та епіциклічна частота κ пов'язані співвідношеннями



($\omega^* + m\omega = 0$ чи $\pm\kappa$), то сила, що збуджує, щораз діє в одній фазі, тому амплітуда коливань зорі зростає. Важливо, що резонанси виникають на визначених відстанях від центру галактики.

Резонанси відіграють першорядну роль у підтримці довго існуючої спіральної структури та структури галактик з кільцями (див., зокрема, рис. 2.17, *в* із зображенням галактики NGC 3081 з декількома кільцями), в якій присутні і внутрішні, і зовнішні резонанси Ліндблада.

Важливою частиною теорії хвиль густини є дисперсійне рівняння, пов'язане з критерієм Джинса гравітаційної нестійкості: $\frac{|k|}{k_0} = 1 - v^2 + x$ (де $k_0 = \frac{k^2}{2\pi G\sigma_0}$) або в іншому записі $(\omega - m\Omega)^2 = \kappa^2 + a_0^2 k^2 - 2\pi G\sigma_0 |k|$. Відмінність полягає у наявності членів Ω і κ , що описують обертання. Вводячи довжину хвилі $\lambda = 2\pi/k$, $\lambda_0 = 2\pi/k_0$, яка відповідає радіальній протяжності спіральних рукавів, маємо

$$\left(\frac{\lambda}{\lambda_0}\right)^2 (1 - v^2) - \frac{\lambda}{\lambda_0} + x_0 = 0,$$

де $x_0 = \frac{a_0^2 \kappa^2}{(2\pi G\sigma_0)^2}$ — число стійкості Тумре, яке приймається для обертового диска з граничною стійкістю. Розв'язком цього рівняння є

$$\frac{\lambda}{\lambda_0} = \frac{1}{2} \frac{1}{1 - v^2} [1 \pm \sqrt{1 - 4x_0(1 - v^2)}].$$

Величина λ буде дійсною за умови $v^2 \geq 1 - \frac{1}{4x_0}$. Якщо x_0 менше

за певне критичне значення $x_0 < x_{\text{кр}} = 1/4$, то, відповідно до Тумре, диск буде нестійким щодо радіальних збурень. Отже, завжди має бути $x_0 \geq 1/4$, оскільки інакше малі збурення посилюватимуться доти, доки не буде досягнуто стійкого стану. Якщо $x_0 > 1/4$, то можливі дві моделі, однак існує область для v , в якій немає стійких розв'язків дисперсійного рівняння, $v^2 < 1 - \frac{1}{4x_0}$.

Якщо $x_0 = 1/4$, то отримуємо два корені, які відповідають двом різним модам спіральної хвилі:

довгохвильова мода (знак плюс):

$$\frac{\lambda}{\lambda_0} = \frac{1}{2} \frac{1}{1 - v},$$

короткохвильова мода (знак мінус):

$$\frac{\lambda}{\lambda_0} = \frac{1}{2} \frac{1}{1 + v}.$$

Рівняння для довжин хвиль λ відображають дисперсійне співвідношення для газового середовища. Для беззіштовхувальної системи зорь Лін і Шу вивели інше дисперсійне рівняння, математична форма якого є набагато складнішою. Воно відрізняється від дисперсійного рівняння для газу тим, що при $|v| \rightarrow 1$ довжина хвилі $\lambda \rightarrow 0$. Проте значення $|v| = 1$ відповідають резонансам Ліндблада ± 1 , і для отримання наближеного розв'язку необхідно використовувати інші методи, які розвинуто в працях Контолопуса (Contopoulos, 1972, 1973), Каплана і Пікельнера (Kaplan, Pikelner, 1974), Марочника та ін. (1972). Отже, гравітаційна взаємодія між зорями може підтримувати спіральну структуру в разі, якщо частота, з якою зоря проходить через спіральні рукави, не перевищує епіциклічну частоту κ зорі. Це означає, що спіральна структура, що довго живе, може існувати тільки між внутрішнім та зовнішнім резонансами Ліндблада. Наприклад, для дворукавного спірального візерунка сильними резонансами є $\Omega_p = \Omega(r) - \kappa/2$ (внутрішній резонанс Ліндблада) та $\Omega_p = \Omega(r) + \kappa/2$ (зовнішній резонанс Ліндблада). Якщо спіральний візерунок спостерігається в певній області, наприклад, у нашій Галактиці між 4 і 16 кпк, то швидкість візерунка повинна знаходитися в межах $11 < \Omega_p < 21$ км/(с · кпк). А якщо спіральний візерунок лише досягає області синхронного обертання, тобто відстані, на якій $\Omega_p = \Omega(r)$, то інтервал можливих швидкостей спірального візерунка є ще меншим — $11 < \Omega_p < 14,3$ км/(с · кпк).

Отже, для обчислення спірального візерунка повинні бути відомі такі функції та параметри: закон обертання галактики $\Omega(r)$; епіциклічна частота $\kappa(r)$; модель розподілу маси в галактиці; рівноважна густина матерії $\sigma_0(r)$; кутова швидкість спірального візерунка Ω_p ; кількість рукавів m ; параметр стійкості Тумре x для зоряного населення та газу; обрана мода для хвилі густини (довго- чи короткохвильова). Якщо, крім того, відомо амплітуду змі-



ни A гравітаційного потенціалу, то можна обчислити швидкості рухів речовини в радіальному u та тангенціальному v напрямках, а також відношення густини речовини у спіральних рукавах та міжрукавному просторі.

2.4. Профілі густини розподілу матерії в галактиках

Оцінювання мас галактик є одним із ключових питань формування й еволюції великомасштабної структури Всесвіту, отримання співвідношення між видимою і темною матерією галактичних систем різної населеності та профілів густини матерії (тут під видимою матерією розуміємо речовину, доступну спостереженням у всьому діапазоні електромагнітного спектра), а також для уточнення середньої густини матерії у Всесвіті.

2.4.1. Моделювання розподілу видимої матерії в галактиках

Є декілька методів визначення маси галактик, які наведено в книзі 1 (розд. 8). Тут розглянемо ті особливості спостережень галактик, що впливають на точність визначення, а отже, і на розподіл видимої матерії в галактиках.

Маси пар галактик. Найпростішим методом є оцінювання маси галактик у фізичних парах з використанням законів Кеплера. Знаючи проєкцію відстані на картинну площину R_p , ексцентриситет e , відносну радіальну швидкість ΔV_r галактик з масами M_1 і M_2 , можна отримати загальну масу пари цих галактик (книга 1, формула (8.25)):

$$M_1 + M_2 = \frac{32}{3\pi G} R_p (\Delta V_r)^2 = \frac{32}{3\pi G(1 - 2e^2/3)} R_p (\Delta V_r)^2. \quad (2.61)$$

Проте галактики не є компактними об'єктами (як планети чи зорі, для яких застосовують такий метод), і відстань між галактиками, що утворюють подвійну систему, не обов'язково суттєво перевищуватиме розміри кожної з галактик. Тому сумнівною є можливість вивчати галактики як точкові об'єкти — наближення, необхідне для застосування законів Кеплера. Але якщо розглядаються пари, де галактики знаходяться достатньо далеко одна від одної, то помилка дослідження їх цим методом як точкових мас не буде великою.

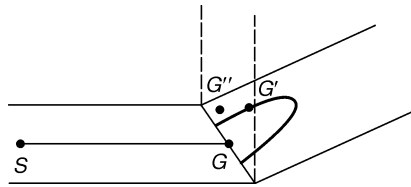
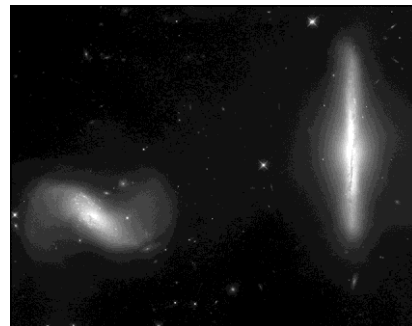


Рис. 2.19. Зв'язок між видимою та дійсною орбітами. Якщо галактика G' рухається вздовж еліптичної орбіти відносно галактики G , то спостерігач із точки S бачить проекцію галактики G' у точку G''

Точно визначити повну орбіту однієї галактики навколо іншої неможливо, оскільки період обертання становить багато сотень мільйонів років. Вимірюванням доступні лише кутова відстань між галактиками і складові їхніх швидкостей уздовж променя зору. Якщо вважати, що відстань до галактик відома з достатньою точністю, то можна від кутової відстані перейти до відстані, вираженої в кілопарсеках. Однак вона не буде дорівнювати дійсній відстані між галактиками, оскільки не відомо, який кут утворює пряма, що їх з'єднує з променем зору (рис. 2.19), — отримуємо невизначеність в оцінюванні параметра R_p . Не можна також безпосередньо визначити, яка частина спостережуваної променевої швидкості V_r кожної з галактик стосується руху всієї подвійної системи як цілого уздовж променя зору, а яка пов'язана з відносними швидкостями двох галактик (див. приклад пари галактик NGC 6285 і NGC 6286 з майже однаковими променевими швидкостями на рис. 2.20).

Найточніші результати отримуємо у двох випадках: коли систему утворено двома близькими за масою галактиками, так що їхні маси можна вважати приблизно однаковими, чи коли маса однієї галактики набагато менша, ніж іншої, тобто вона є незначущим за масою супутником цієї галактики. У першому випадку все зрозуміло, виходячи з формули (2.61). У другому випадку за швидкість центру мас системи приймається швидкість масивнішої галактики. Але навіть у

Рис. 2.20. Фізична пара галактик NGC 6286 (тип Sb/P, $V_r = 5539$ км/с) і NGC 6285 (тип S0-a, $V_r = 5499$ км/с). Гравітаційна взаємодія об'єктів виштовхує хмари газу та струмені пилу з них, деформуючи форму галактик, тому їхні краї є дещо розмитими (ESA/Hubble & NASA, Larson K. et al.)





цих випадках інформації для точного оцінювання мас галактик не вистачає, оскільки не відомо орієнтацію орбіт відносно картинної площини для точного визначення проєкції відстані на неї.

Поліпшити точність цього методу можна, використовуючи дані, отримані за спостереженнями багатьох пар галактик, вважаючи, що площини їхніх орбіт орієнтовані випадковим чином (рис. 2.20).

Маса галактики за теоремою про віріал розраховується у припущенні, що галактика як система зорь є ергодичною системою (книга 1, підрозд. 8.2), тобто віріалізацію її стану можна описати рівнянням для кінетичної ($T = \frac{1}{2} \sum m_i v_i^2$) і потенціальної ($\Omega =$

$= - \sum_i \sum_{j \neq i} \frac{G m_i m_j}{r_{ij}}$) енергій як

$$2\langle T \rangle + \langle \Omega \rangle = 0, \quad (2.62)$$

де v_i — швидкість зорі масою m_i , G — гравітаційна стала, r_{ij} — відстань між зорями з масами m_i і m_j (книга 1, формула (8.10)). Така система є стійкою, оскільки повна енергія є від'ємною. Іншими словами, всі інтегральні характеристики системи змінюються повільно, так що вони практично не змінюються за відрізок часу, необхідний зорі, щоб перетнути систему.

Для системи зорь у цілому потенціальна енергія Ω залежить від розподілу маси в ній. У випадку сферичної (чи майже сферичної) форми галактики для потенціальної енергії й маси галактики краще розглянути такий вираз:

$$\Omega = - \frac{\alpha G M^2}{R}, \quad (2.63)$$

де R і M — радіус і маса галактики, α — коефіцієнт порядку одиниці, точне значення якого залежить від просторового розподілу маси в галактиці.

Якщо система є однорідною за щільністю, то $\alpha = 3/5$, але чим більша центральна густина системи порівняно з її середнім значенням, тим більшим є α . У скупченні галактик центральна густина значно перевищує середню, однак, навіть якщо вона в 1000 разів більша за середню, то $\alpha \approx 3$.

Формулу (2.63) можна використовувати для оцінювання повної маси галактики. Зауважимо, при $\alpha \approx 1$ з цієї формули впли-

ває, що середня швидкість зорь у самогравітуючій системі близька до швидкості утікання із системи (підрозд. 2.3). Для сферичної галактики радіусом R швидкість утікання v_{esc} визначається рівнянням $v_{esc} = \sqrt{2GM/R}$, отже, при $\alpha = 2$ отримуємо, що v_{esc}^2 і $\langle v^2 \rangle$ збігаються. Зрозуміло, що швидкість зорь поблизу центру сферичної галактики більша, а поблизу периферії — менша за швидкість утікання. Якби $\langle v^2 \rangle$ була набагато більшою ніж v_{esc}^2 , то галактика поступово втрачала б зоряне населення периферійної частини, а якби $\langle v^2 \rangle$ була набагато менша за v_{esc}^2 , то відбувся б колапс. Формулу (2.63) можна застосовувати для оцінювання мас еліптичних і лінзовидних галактик. Однак усі три величини, що входять до неї: R , $\langle v^2 \rangle$ і α є приблизно відомими, тому оцінки мас є неточними. Також залишається проблемою те, що вимірювати можливо лише променеві швидкості галактик, тому величину $\langle v^2 \rangle$ оцінюють, вважаючи, що середньоквадратичні значення всіх трьох компонент швидкостей рівні між собою. У випадку сферичної форми галактики є підстави вважати це припущення правильним. Хоча теорема віріалу дає змогу лише приблизного оцінювання, це практично єдиний метод оцінювання мас окремих еліптичних (сферичних) галактик.

Маса галактики за кривою обертання. Розмір сферичної галактики визначається умовою відповідності випадкових швидкостей зорь силі гравітаційного тяжіння між ними. У випадку сплюснутих (дискових) галактик теорема віріалу залишається справедливою, однак варто врахувати, що кінетична енергія T зорь у ній визначається двома доданками. По-перше, зорі мають кінетичну енергію, пов'язану з їхніми випадковими рухами, оскільки в будь-якому елементі об'єму галактики зорі рухаються в різних напрямках з різними швидкостями. По-друге, рух зорь є упорядкованим, він зумовлений обертанням галактики. В околі Сонця швидкість обертання Галактики становить близько 250 км/с, тоді як випадкові швидкості більшості зорь не перевищують десятої частини цієї величини. Звідси випливає, що кінетична енергія випадкових рухів зорь становить близько 1 % кінетичної енергії їхнього впорядкованого руху. Саме це є причиною того, що Галактика є сплюснутою: у напрямку, рівнобіжному осі обертання, лише швидкості випадкових рухів зорь протистоять силі гравітації; коловий рух відіграє незрівнянно більше значення, ніж не-



упорядковані рухи зорь, але тільки в площині, перпендикулярній до осі обертання (розд. 2.3).

Враховуючи лише впорядкований рух зорь, пов'язаний з обертанням галактики, розглянемо розподіл маси в дискових галактиках і оцінимо їхню повну масу. В ідеалізованій моделі галактики, в якій усі її складові — і зорі, і газ — рухаються лише вздовж колових орбіт навколо її центру, а диск галактики є нескінченно тонким, припустимо, що орбіти всіх зорь знаходяться в його площині. Тоді сила, що діє на будь-яку зорю, спрямована до центру галактики (рис. 2.21), і можна записати $\frac{v_\phi^2}{\varpi} = -g_\varpi$ (g_ϖ —

негативна величина, яка є гравітаційним прискоренням уздовж осі ϖ). Нехай також галактика є симетричною відносно осі обертання, тобто, спіральні гілки створюють лише незначне відхилення розподілу мас у галактиці від осесиметричного.

За відомим розподілом сил гравітації можна знайти розподіл маси з густиною речовини ρ у галактиці. Для цього користуються рівнянням Пуассона для гравітаційного потенціалу:

$$\Delta^2 \Phi \equiv \frac{1}{\varpi} \frac{\partial}{\partial \varpi} \left(\varpi \frac{d\Phi}{d\varpi} \right) + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} = -4\pi G \rho, \quad (2.64)$$

$$\text{де } g_\varpi = \frac{\partial \Phi}{\partial \varpi}, \quad g_z = \frac{\partial \Phi}{\partial z}.$$

Тоді для швидкості v_{circ} , визначеної вздовж кривої обертання, маємо

$$\frac{v_{\text{circ}}^2}{\varpi} = -g_\varpi. \quad (2.65)$$

Тут $g_\varpi = \frac{\partial \Phi}{\partial \varpi}$, як і у рівнянні (2.64), — гравітаційне прискорення уздовж осі ϖ . За допомогою (2.65), розрахувавши криву обертання галактики, можна знайти величину g_ϖ чи принаймні величину g_z , усереднену за товщиною галактичного диска. Проте це ще не надає достатньої інформації для того, щоб обчислити розподіл густини видимої речовини ρ із рівняння (2.64). Для цього потрібно знати не тільки g_ϖ , а й g_z у різних областях галактики. Величину g_z можна оцінити в околі Сонця, але точно невідомо її значення для інших областей нашої Галактики, не кажучи про інші галактики, а знехтувати цією величиною не можна.

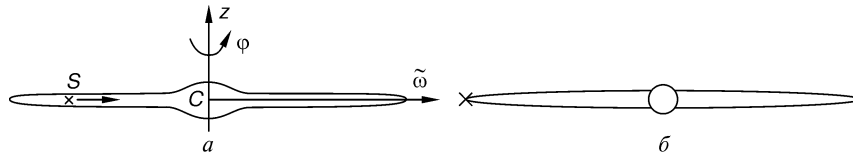


Рис. 2.21. Модель галактики з двох компонентів: сферичної підсистеми невеликого радіуса і дуже сильно сплюснутого еліпсоїда значно більшого розміру (a ; зоря S , яка знаходиться в екваторіальній площині галактики, перебуває під дією сили гравітації, напрямком якої показано стрілкою) та модель нашої Галактики у вигляді сплюснутого еліпсоїда з центральною сферичною складовою точкової маси (b ; положенню Сонця відповідає хрестик (модель Шмідта))

Оскільки диск нашої Галактики дуже тонкий, градієнт потенціалу в напрямку z більший, ніж уздовж радіуса. З рівняння (2.64) випливає, що густина речовини поблизу Сонця визначається величиною $\frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2}$. Отже, крива обертання не надає достатньої інформації для того, щоб можна було однозначно визначити розподіл густини речовини в галактиці. Однак досить повну інформацію можна отримати непрямим методом.

Метод полягає в побудові простих моделей розподілу маси в галактиках, причому вибір моделі базується на зовнішньому вигляді спостережуваної галактики. Модель повинна містити кілька вільних параметрів, які можна підібрати так, щоб крива обертання, розрахована для моделі, із визначеною точністю збіглася зі спостережуваною.

Наведемо простий приклад. У першому наближенні можна вважати, що галактика, схематично наведена на рис. 2.21, a , складається з двох компонентів: сферичної підсистеми невеликого радіуса та дуже сильно сплюснутого еліпсоїда значно більшого розміру. Розглянемо, чи може внаслідок суперпозиції сферичного й еліптичного розподілів маси крива обертання узгоджуватися зі спостереженнями, зокрема, для нашої Галактики. Зауважимо, що існує одне важливе обмеження: не можна достовірно побудувати криву обертання до самого «краю» галактики.

Припустимо, що крива відома до радіуса $\varpi = R$. Сила гравітації, що діє на зорю, яка знаходиться на відстані R від центру, зумовлена тими зорями, що знаходяться ближче до центру за цю зорю. Для сферично-симетричної галактики це твердження аб-



солотно точне. Воно справедливе і для галактики, що складається з концентричних еліпсоїдальних прошарків із однаковим ексцентриситетом, кожний з яких є однорідним за густиною. Хоча жодна реальна галактика не має настільки ідеалізовану структуру, у більшості випадків внесок видимої матерії, що знаходиться в площині галактики за межами радіуса R , у гравітаційне поле на відстані R від центру є досить незначним. Тоді досить достовірні результати можна одержати, оцінюючи масу галактики в межах радіуса R , як це робиться в методі за профілем поверхневої яскравості (книга 1, підрозд. 8.3). Оскільки аналіз кривої обертання до радіуса R надає дуже мало інформації про розподіл маси на відстанях більших, ніж R (точніше мова йде про масу, що міститься всередині еліпсоїдів, велика піввісь яких перевищує R), то маси галактик, обчислені таким методом, варто розглядати як нижні межі дійсних мас.

Розглянемо модель, що складається з центральної маси й еліпсоїда, в якому розподіл видимої речовини будемо вважати однорідним. Оскільки області еліпсоїда за межами радіуса R_0 не чинять ніякого гравітаційного впливу на речовину в околі Сонця, вважатимемо, що велика піввісь еліпсоїда дорівнює R_0 (рис. 2.21, б). Щоб аналізувати цю модель, треба знати, яке гравітаційне поле створює еліпсоїдальний розподіл маси на відстані R_0 від центру. Виведення потрібної формули є занадто складним, тому скористаємося виразами, наведеними у відомих працях (див. початок цього розділу). Нехай рівняння перетину еліпса має вигляд

$$\left(\frac{\varpi^2}{R_0^2}\right) + \left[\frac{z^2}{R_0^2(1-e^2)}\right] = 1, \quad (2.66)$$

де e — ексцентриситет, $R_0(1-e^2)^{1/2}$ — мала піввісь еліпса. Тоді гравітаційне прискорення, спрямоване до центру еліпсоїда, на відстані ϖ від центру, становить

$$-g_{\varpi} = \frac{3GM_{el}}{2R_0^3e^3} \left[\arcsin e - e(1-e^2)^{1/2} \right] \varpi, \quad (2.67)$$

де M_{el} — повна маса еліпсоїда. Оскільки із спостережень маємо, що спіральні галактики є сильно сплюснутими, в першому наближенні можна вважати, що $e = 1$. Тому рівняння (2.67) набуває вигляду

$$-g_{\varpi} = \frac{3\pi GM_{el}\varpi}{4R_0^3}. \quad (2.68)$$

З урахуванням точкової маси в центрі та формули (2.68) для кривої обертання Галактики в рамках цієї моделі одержимо такий вираз (M_{sph} — маса центральної сферичної компоненти):

$$\frac{v_{circ}^2}{\varpi} = \frac{GM_{sph}}{\varpi^2} + \frac{3\pi GM_{el}\varpi}{4R_0^3}. \quad (2.69)$$

Можна підібрати криву обертання, зумовлену рівнянням (2.69), що найкраще відповідає спостережуваній кривій обертання. Зокрема, вираз (2.69) містить два вільних параметри, тому можемо вибрати їх так, щоб вони пояснювали певні дві властивості цієї кривої обертання, а саме для нашої Галактики щоб вони задовольняли сталі Оорта:

$$v_{\Phi_0}^2 = \frac{GM_{sph}}{R_0} + \frac{3\pi GM_{el}}{4R_0} = (A - B)^2, \quad (2.70)$$

$$v_{\Phi_0} \left(\frac{dv_{circ}}{d\varpi} \right)_{R_0} = \frac{GM_{sph}}{R_0^3} + \frac{3\pi GM_{el}}{4R_0^2} = -(A + B)(A - B). \quad (2.71)$$

Підставивши в рівняння (2.70) і (2.71) значення сталих Оорта: $A = 15 \text{ км/(с} \cdot \text{кпк)}$, $B = -10 \text{ км/(с} \cdot \text{кпк)}$, для повної маси галактики в межах R_0 моделі одержимо $M = 1,28 \cdot 10^{11} M_{\odot}$.

Одним із вдосконалень такого підходу є модель Шмідта, який замінив однорідний еліпсоїдальний розподіл речовини на неоднорідний. У такій моделі, що допускає існування високої густини речовини з еліпсоїдальним розподілом маси в центрі Галактики (що цілком правдоподібно), спостерігається досить сильна концентрація маси Галактики до центру. Приймаючи, що всередині еліпсоїда густина є змінною, Шмідт оцінював ексцентриситет e , зіставляючи свої розрахунки зі спостереженнями. Головним припущенням моделі Шмідта є постійність густини речовини в межах кожного з концентричних еліпсоїдів із однаковими ексцентриситетами, щоб швидкість обертання в заданій точці, як і раніше, визначалася масою, що міститься усередині еліпсоїда, який проходить через цю точку.

Якщо α — велика піввісь одного з еліпсоїдів, то густину речовини можна виразити як функцію $\rho(\alpha)$, а масу, що міститься



усередині цього еліпсоїда, записують як $M(\alpha)$. Гравітаційне прискорення, створене сукупністю еліпсоїдів у точці, що знаходиться в їхній екваторіальній площині, в моделі Шмідта є таким:

$$-g_{\varpi} = 4\pi G(1 - e^2)^{1/2} \int_0^{\varpi} \frac{\rho(\alpha)\alpha^2 d\alpha}{\varpi(\varpi^2 - \alpha^2 e^2)^{1/2}} = G \int_0^{\varpi} \frac{dM(\alpha)}{\varpi(\varpi^2 - \alpha^2 e^2)^{1/2}}. \quad (2.72)$$

Довільну функцію розподілу баріонної речовини $\rho(\alpha)$ зручно подати у вигляді розкладу в ряд за степенями α і використовувати невелику кількість членів ряду, щоб одержати криву обертання, близьку до спостережуваної. Такий ряд можна записати так:

$$\rho(\alpha) = c_{-2}\alpha^{-2} + c_{-1}\alpha^{-1} + c_0 + c_1\alpha + c_2\alpha^2 + \dots, \quad (2.73)$$

де c — сталі величини. Будь-який член ряду $c_n\alpha^n$ підставимо в праву частину рівняння (2.72), щоб обчислити відповідний внесок у величину прискорення g_{ϖ} . При цьому підінтегральний вираз не перетворюється на нескінченність у точці $\alpha = 0$, якщо $n \geq -2$, і можна використовувати ряд (2.73). Для будь-якого значення n внесок відповідного члена ряду у величину $-g_{\varpi}$ становить

$$I_n = 4\pi G(1 - e^2)^{1/2} \int_0^{\varpi} \frac{c_n \alpha^{n+2} d\alpha}{\varpi(\varpi^2 - \alpha^2 e^2)^{1/2}}. \quad (2.74)$$

Виконаємо заміну змінних: нехай $\alpha e = \tilde{\omega} \sin \theta$. Тоді $(\varpi^2 - \alpha^2 e^2)^{1/2} = \tilde{\omega} \cos \theta$ і $d\alpha = \frac{\varpi \cos \theta d\theta}{e}$. Звідси

$$I_n = \left[4\pi G(1 - e^2)^{1/2} \frac{c_n \varpi^{n+1}}{e^{n+3}} \right] \int_0^{\arcsin e} \sin^{n+2} \theta d\theta. \quad (2.75)$$

Цей інтеграл береться безпосередньо, якщо подати $I_n - g_{\varpi}$ у вигляді

$$I_n = d_n \varpi^{n+1}, \quad -g_{\varpi} = \left(\frac{d_{-2}}{\varpi} + d_{-1} + d_0 \varpi + \dots \right). \quad (2.76)$$

Колову швидкість знаходимо через g_{ϖ} звичайним методом. З урахуванням існування центральної точкової маси M_{sph} одержимо

$$v_{circ}^2 = \left(\frac{GM_p}{\varpi} \right) + d_{-2} + d_{-1}\varpi + d_0\varpi^2. \quad (2.77)$$

Ця формула вважається справедливою для областей за межами центральної концентрації маси.

Значення сталих параметрів M_p , d_{-2} , ... можна підібрати так, щоб розрахункова крива обертання відтворювала якнайкраще форму спостережуваної кривої. Шмідт показав, що із урахуванням точності, з якою відома спостережувана крива обертання, для її відтворення досить знати три сталі: M_p , d_{-1} і d_1 . Це лише на один параметр більше, ніж у попередній моделі, незважаючи на те, що в моделях використовуються неоднакові члени розкладу в степеневий ряд за $\tilde{\omega}$. Зіставляючи розрахункову криву і криву обертання, отриману зі спостережень, знаходимо $M_{sph} = 0,075 \cdot 10^{11} M_\odot$.

За значеннями d_{-1} і d_1 не можна безпосередньо одержати значення c_{-1} і c_1 , а отже, і їхній внесок у масу галактики, оскільки, як видно з рівнянь (2.75) і (2.76), вони пов'язані через ексцентриситет e . Для його оцінювання Шмідт скористався відомою густиною речовини в околі Сонця ($0,15 M_\odot/\text{пк}^3$). Знаючи $\rho(\alpha = R_0)$, можна знайти ексцентриситет (0,9988). Як і очікувалося, його значення близьке до одиниці, що відповідає такій формі еліпсоїда, за якої довжина малої півосі становить 5 % великої півосі. Для наведеного значення ексцентриситету повна маса видимої речовини всередині еліпсоїда з великою піввіссю R_0 у моделі Шмідта становить $M = 0,92 \cdot 10^{11} M_\odot$.

Очевидно, що отримані оцінки маси нашої Галактики за моделлю Шмідта, розробленою в 1960-ті роки згідно з відомими на той час результатами про криву обертання, не відповідають сучасним уявленням. Але сама по собі така модель виявилася досить працездатною та й принципи використовують і в сучасних моделюваннях. При цьому одні сфероїди вибираються для точного відтворення розподілу щільності різних типів галактичних об'єктів, інші додаються для наближення до спостережуваної кривої обертання нашої Галактики. Описані моделі розподілу густини видимої речовини та оцінки маси нашої Галактики використовуються також для оцінювання мас інших спіральних галактик.

Звичайним набором підсистем спіральних галактик у моделюванні вважається ядро, балдж, гало, диск (який можна ототожити з товстим диском), плоска складова (тонкий диск) і корона. Корона вводиться для того, щоб забезпечити наявність прихованої маси темної матерії, необхідної для того, щоб «довести»



спостережувану неспадну криву лінійних швидкостей обертання до більших відстаней видимого диска Галактики. Про наявність цієї підсистеми свідчать дані розташування акрецьованих кулястих скупчень. Розподіл густини матерії в гало зазвичай вважають сферично-симетричним і задають у вигляді степеневої залежності. Також у вигляді степеневої залежності подають густину балджа, для якого, як і для гало, можна використовувати закон Вокулера, встановлений за вимірюваннями поверхневих яскравостей галактик. Профіль розподілу густини в гало можна подати різними залежностями згідно зі спостереженнями, про це йтиметься далі. Розподіл маси в диску зазвичай задають у вигляді експоненційної залежності від відстані $R_{\odot}$ до осі обертання. Цей вираз, наприклад, можна записати так:

$$\rho(r, z) = \rho_c \exp\left(-\frac{R - R_c}{R_{\odot}}\right) \operatorname{sch}^2\left(\frac{z}{h}\right), \quad (2.78)$$

де sch — гіперболічний секанс, R_c і ρ_c — радіус і густина центральної частини галактики (сфероїда), h — висота диска. Параметри, що відповідають за поведінку потенціалу над площиною Галактики (за z -координатою), оцінюються за одержаним зі зоряних підрахунків розподілом густини речовини в z -напрямку і за обчисленнями розподілу сили тяжіння в z -напрямку, отриманому з аналізу залишкових швидкостей зорь у цьому напрямку.

Зокрема, модель Шмідта двох підсистем нашої Галактики удосконалено в моделі, розробленій Ейнасто та ін., з урахуванням декількох підсистем Галактики (табл. 2.3), включно з короною як гало прихованої маси, що вирішило проблему моделі Шмідта. Параметри підсистем в таких моделях знаходять шляхом підбору так, щоб відтворити спостережувану криву обертання та систему галактичних сталих. У моделі Ейнасто та ін. параметри для ядра взято за аналогією з ядром туманності Андромеди. Радіус і масу балджа визначено за першим максимум кривої обертання. Радіус гало розраховано на підставі даних про просторовий розподіл кулястих скупчень, а масу — за даними про щільність і градієнт щільності зорь населення типу II в околі Сонця.

Під час визначення параметрів диска в моделі Ейнасто та ін., не вдається відтворити форму кривої обертання в області мінімуму в разі використання експоненціального спадання щільності від центру Галактики.

Т а б л и ц я 2.3. Параметри Галактики згідно з моделлю Ейнасто та ін.

Підсистема	α_0 , кпк	$M \cdot 10^{-10} M_{\odot}$	ε
Ядро	0,005	0,009	0,6
Балдж	0,2	0,45	0,6
Гало	2	1,2	0,3
Диск I	4,6	7,7	0,1
Диск II	1,0	-0,4	0,45
Плоска I	6,4	1,0	0,02
Плоска II	5,1	-0,6	0,025
Корона	75	110	1

Примітка. α_0 — розмір сфероїда в площині Галактики, M — маса в сонячних масах, $\varepsilon = b_0/\alpha_0$ — сплюсненість сфероїда.

Автори моделі ввели компоненти негативної маси, які в табл. 2.3 позначено цифрою II. Масу корони знайдено в припущенні, що найближчі карликові галактики — супутники нашої Галактики — утримуються гравітаційним полем Галактики. За величиною дисперсії швидкостей цих карликових галактик і теорему віріалу обчислено масу корони, а її розміри оцінюються як розміри системи цих супутникових галактик. Величезна маса корони потрібна не тільки для утримання супутників Галактики, що досить швидко рухаються, та пояснення плоскої кривої обертання, а й для стабілізації диска Галактики від нестійкостей і швидкого руйнування. Оцінки повної маси Галактики $M_{\text{Гал}} = (1,8-2,5) \cdot 10^{12} M_{\odot}$ за моделлю Ейнасто та ін. (1980-ті роки) та моделлю Сакамото, Чіба та Бірса (2003) є прийнятими і сьогодні.

2.4.2. Профілі розподілу густини матерії

Оскільки за означенням у CDM-моделі темна матерія є холоднішою, ніж видима, то темна матерія може раніше сформувати холодне субгало. Подальший гравітаційний вплив таких субгало на баріонну речовину стає більшим за теплову енергію частинок, цим запускається процес колапсу баріонної матерії з утворенням зорь і галактик. Колапс зазвичай не є строго сферично-симетричним, тому форми гало темної матерії не обов'язково є сферично-симетричними. Для опису розподілу густини гало темної матерії користуються різноманітними профілями, більшість із них названа іменем автора, який запропонував від-



повідний математичний вираз, — ізотермічний профіль: профілі Мура (Moore), Ейнасто (Einasto), Буркета (Burkert), Кінга (King), Серсика (Sersic), Наварро—Френка—Уайта (Navarro, Frenk, White).

Ізотермічний профіль. Цей профіль уведено передусім як природний результат сферично-симетричної самогравітуючої системи (Gunn & Gott, 1972) і за виглядом є досить простим:

$$\rho = \rho_0 \left(\frac{r}{r_0} \right)^{-2} \quad \text{або} \quad \rho = \rho_0 \left(1 + \frac{r}{r_0} \right)^{-2}. \quad (2.79)$$

Тут радіус ядра r_0 і центральна густина ρ_0 (або маса $M_0 = 4\pi/(3\rho_0\rho_0^3)$) є довільними, оскільки профіль є самоподібним (фрактальним): не існує характерної шкали, тому масу та загальний радіус гало темної матерії R можна вибирати як наперед узгоджені значення: $M_0 = M$, $r_0 = R$. Масу знаходять інтегруванням рівняння (2.79):

$$M \equiv 4\pi \int_0^R \frac{\rho_0 r^2}{\left(\frac{r}{r_0} \right)^2} dr = 4\pi r_0^2 R \rho_0 = M_0 \frac{R}{r_0}. \quad (2.80)$$

Середній радіус визначають із урахуванням (2.79) і (2.80):

$$M \langle R \rangle \equiv 4\pi \int_0^R \frac{\rho_0 r^3}{\left(\frac{r}{r_0} \right)^2} dr = 2\pi r_0^2 \rho_0 R^2, \quad (2.81)$$

який з огляду на (2.80) можна записати як $\langle R \rangle = \frac{R}{2}$.

Визначимо нову густину кінетичної енергії:

$$\rho_k = \frac{9}{8\pi} \frac{M_0}{R^3 r_0} \int_0^R \sigma_v^2 dr.$$

Нехай усереднена дисперсія швидкості σ_v є постійною, тоді

$$\rho_k = \frac{1}{2} \frac{M}{V} 3\sigma_v^2 = \frac{9}{8\pi R^3 r_0} R \sigma_v^2. \quad (2.82)$$

Густина потенціальної енергії має вигляд

$$\rho_w = -\frac{4\pi}{4\pi R^3/3} \int_0^R \frac{\rho(r)GM(r)}{r} r^2 dr = \frac{3GM_0^2}{4\pi R^2 r_0^2} = -\frac{3GM^2}{4\pi R^4}. \quad (2.83)$$

Ураховуючи рівняння (2.82) і (2.83), для ізотермічного профілю маємо

$$\frac{\rho_k}{\rho_w} = -\frac{3}{2} \frac{r_0}{GM_0} \sigma_v^2 = -\frac{3}{2} \frac{R}{GM} \sigma_v^2. \quad (2.84)$$

Профіль Ейнасто початково використовувався для опису профілю внутрішньої густини галактик у скупченні, а також як модель гало у Λ CDM-моделі (Einasto, 2001):

$$\rho = \rho_e \exp \left[-d_n \left(\left(\frac{r}{r_e} \right)^{1/n} - 1 \right) \right] = \rho_e \exp \left[-2n \left(\frac{r}{r_{-2}} \right)^{1/n} \right], \quad (2.85)$$

$\rho_0 = \rho_e e^{d_n}$ — центральна густина, r_{-2} — радіус, за якого нахил $d \ln \rho / d \ln r = -2$. Радіус r_e визначається так, що він містить половину загальної маси, а d_n — межі інтегрування такі, що n обумовлює границю, коли густина прямує до нуля. З рівняння (2.85) для маси отримуємо

$$M = 4\pi \int_0^R \rho_e \exp \left[-2n \left(\frac{r}{r_{-2}} \right)^{1/n} \right] r^2 dr. \quad (2.86)$$

Із формули

$$M \langle R \rangle = 4\pi \int_0^R \rho_e \exp \left[-2n \left(\frac{r}{r_{-2}} \right)^{1/n} \right] r^3 dr. \quad (2.87)$$

знаходиться середній радіус.

Параметр форми r_{-2} можна отримати за спостереженнями середньої міжгалактичної відстані, а потім чисельно розв'язати рівняння (2.86)—(2.87). Це значення можна застосувати для обчислення параметра центральної густини ρ_0 за допомогою рівняння (2.86). Густина кінетичної та потенціальної енергій визначають чисельним інтегруванням:

$$\rho_k = \frac{1}{2} \frac{3}{V} \int \rho \sigma_v^2 dV \rho_w. \quad (2.88)$$



$$\rho_w = -\frac{4\pi}{4\pi R^3 / 3} \int_0^R \frac{\rho(r)GM(r)}{r} r^2 dr. \quad (2.89)$$

Профіль Кінга. Кінг запропонував дві динамічні моделі самогравітуючих зоряних систем, які початково успішно застосовувалися до кулястих скупчень (King, 1966), а пізніше — для еліптичних галактик:

$$\rho_{\text{gal}}(r) \sim \rho_{\text{King}}(r) = \rho_{\text{King}}(0) \left[1 + \left(\frac{r}{r_c} \right)^2 \right]^{-\frac{3\beta}{2}}. \quad (2.90)$$

Профіль Кінга можна описати також за допомогою таких параметрів: приливний радіус r_t , центральна яскравість Σ_0 та радіус ядра r_c , за якого яскравість зменшується вдвічі $\Sigma_0/2$. Здебільшого криві профілів позначаються як величини $c = \log(r_t/r_c)$. За досить малих r (близько до центральної частини) усі профілі Кінга мають нульовий градієнт. Модель із $r \rightarrow \infty$ має нахил -1 за великого r і відповідає ізотермічній сфері. Профілі Кінга отримані, як зазначалося, для конкретних динамічних моделей. Проте результати останніх досліджень свідчать, що вони є хибними для скупчень галактик.

Профіль Серсика. Цей профіль описує, як інтенсивність I випромінювання галактик (скупчення галактик) змінюється з проективною відстанню R від центру, і має вигляд (Sersic, 1963)

$$\ln I \langle R \rangle = \ln I_0 - kR^{1/n}, \quad (2.91)$$

$$\frac{d \ln I}{d \ln R} = -(k/n)R^{1/n}, \quad (2.92)$$

де I_0 — інтенсивність при $R = 0$. Параметр n — так званий індекс Серсика — «контролює» ступінь кривизни профілю густини. Чим менше значення n , тим менше центрально сконцентровано профіль і меншим є логарифмічний нахил за малих радіусів. Можна побачити, що профілі Серсика (2.91) і Ейнасто (2.85) математично ідентичні, за винятком того, що інтенсивність I замінюється густиною ρ , а відстань R — відстанню від центру r . Обидві формули фактично є узагальненням закону де Вокулера.

Профілі інтенсивності Серсика дають одні з найкращих описів гало темної матерії, а індекс Серсика корелює з масою гало темної матерії (Merritt et al., 2006). Для еліптичних галактик

профіль було узагальнено (сімейство моделей «ядро Серсика») у працях Trujillo et al. (2004), а для еліптичних карликових галактик із метою опису специфіки їх ядра (майже точкове) додається центральний компонент (Côté et al., 2006).

Профіль Наварро, Френка та Уайта. Ці автори першими в серії статей опублікували результати N -моделювання профілів густини гало темної матерії на масштабах від галактик до скупчень галактик (Navarro, Frenk, White, 1995, 1996, 1997). Вони продемонстрували, що всі гало можна достатньо добре описати за допомогою універсальної функції, як і вирішили проблему з надзлиттям (*over-merging*) — розрізненості достатньо, щоб охарактеризувати нахили профілів густини в материнських гало галактик, структури яких «пережили» ієрархію злиття. Остаточна популяція субструктур скупчення, що «вижила», є, таким чином, реліктовою історією злиття для даного гало темної матерії.

Універсальний профіль Наварро—Френка—Уайта для віріалізованих гало темної матерії має вигляд (далі — профіль NFW)

$$\rho_{DM}(r) = \frac{\rho_0}{(r/r_s)(1+r/r_s)^2}, \quad (2.93)$$

де ρ_0 і r_s — характеристики відповідно густини і радіуса, ρ_0 пов'язана з критичною густиною Всесвіту ρ_{crit} і характеристичною густиною δ_c як $\rho_0 = \delta_c \rho_{crit}$. Замість плоского ядра в профілі Кінга (2.89) профіль NFW має ядро з формою $\propto r^{-1}$. Suto et al. (1998) узагальнили профіль NFW з рівняння (2.93) і розглянули набір профілів густини, що описують гало темної матерії як

$$\rho_{DM}(X) = \frac{\rho_0}{x^\mu (1+x^\nu)^\lambda}, \quad (2.94)$$

де $x = r/r_s$ — безрозмірний радіус в одиницях характеристичного масштабу r_s . Тоді повну масу гало темної матерії в радіусі r можна задати так:

$$M(r) = 4\pi\rho_0 r_s^3 m(r/r_s), \quad (2.95)$$

де для маси $m(r/r_s)$ маємо $(X) = \int_0^x \frac{u^{2-\mu}}{(1+u^\nu)^\lambda} du$. Використовуючи рівняння (2.93), обчислюємо масу, інтегруючи її в певному об'ємі

$$M \equiv 4\pi \int_0^R \frac{\rho_0 r^2}{\frac{r}{r_0}(1+r/r_0)^2} dr = 4\pi r_0^3 \rho_0 \left[\ln \left(1 + \frac{R}{r_0} \right) - \frac{R}{R+r_0} \right]. \quad (2.96)$$

Середній радіус $\langle R \rangle$ можна визначити з рівняння

$$M \langle R \rangle \equiv 4\pi \int_0^R \frac{\rho_0 r^3}{\frac{r}{r_0}(1+r/r_0)^2} dr = 4\pi r_0^4 \rho_0 \left[\frac{R}{r_0} - 2 \ln \left(1 + \frac{R}{r_0} \right) + \frac{R}{R+r_0} \right], \quad (2.97)$$

яке з огляду на рівняння (2.96) і за аналогією з (2.78) для ізотермічного профілю можна записати так:

$$\langle R \rangle = r_0 \frac{\left[\frac{R}{r_0} - 2 \ln \left(1 + \frac{R}{r_0} \right) + \frac{R}{R+r_0} \right]}{\left[\ln \left(1 + \frac{R}{r_0} \right) - \frac{R}{R+r_0} \right]}. \quad (2.98)$$

Параметр форми r_0 можна отримати чисельним інвертуванням $\langle R \rangle$ та використовувати його для визначення параметра густини ρ_0 моделі NFW для спостережуваної маси M , що міститься в радіусі R , інвертуванням (2.96):

$$\rho_0 = \frac{M}{4\pi r_0^3 \left[\ln \left(1 + \frac{R}{r_0} \right) - \frac{\frac{R}{r_0}}{1 + \frac{R}{r_0}} \right]}. \quad (2.99)$$

Густину кінетичної енергії визначають за дисперсією середньої швидкості σ_v :

$$\rho_k = (9/2) \frac{r_0^3}{r^3} \rho_0 \int_0^R \frac{r}{(r+r_0)^2} \sigma_v^2 dr. \quad (2.100)$$

Припускаючи дисперсію середньої швидкості постійною, з (2.100) маємо

$$\rho_k = 9/2 \frac{r_0^3}{R^3} \rho_0 \left[\ln \left(1 + \frac{R}{r_0} \right) - \frac{R}{R+r_0} \right]. \quad (2.101)$$

Густина потенціальної енергії задається як

$$\begin{aligned} \rho_w &= -\frac{4\pi}{4\pi R^3/3} \int_0^R \frac{\rho(r)GM(r)}{r} r^2 dr = \\ &= -\frac{3GM^2}{4\pi R^3 r_0} \frac{\left[\left(1 + \frac{R}{r_0}\right) \frac{1}{2} \left(1 + \frac{R}{r_0}\right) - \ln\left(1 + \frac{R}{r_0}\right) - \frac{1}{2} \right]}{\left[\left(1 + \frac{R}{r_0}\right) \ln\left(1 + \frac{R}{r_0}\right) - \frac{R}{r_0} \right]^2}. \end{aligned} \quad (2.102)$$

Існування взаємодії між темною енергією та темною речовиною оцінюється порівнянням відношення ρ_k/ρ_w з очікуваним значенням $-1/2$, що впливає з теореми віріалу. Зі співвідношень (2.101), (2.102) отримуємо

$$\frac{\rho_k}{\rho_w} = -\frac{3/2 \frac{r_0}{GM} \sigma_v^2 \left[\left(1 + \frac{R}{r_0}\right) \ln\left(1 + \frac{R}{r_0}\right) - \frac{R}{r_0} \right]^2}{\left[\left(1 + \frac{R}{r_0}\right) \frac{1}{2} \left(1 + \frac{R}{r_0}\right) - \ln\left(1 + \frac{R}{r_0}\right) - \frac{1}{2} \right]}. \quad (2.103)$$

2.5. Ефекти загальної теорії відносності

До ефектів загальної теорії відносності (ЗТВ), які відіграють важливу роль для оцінювання відстані до позагалактичних джерел випромінювання та визначенні параметрів розподілу видимої і темної матерії, належать *гравітаційне лінзування* та *гравітаційне і космологічне червоне зміщення*.

2.5.1. Гравітаційне лінзування

Ідея про те, що гравітація може огинати промені світла, належить І. Ньютону. Але оцінювання цього ефекту стало можливим тільки з урахуванням принципів загальної теорії відносності А. Айнштейна, де одним зі спостережних доказів є оцінка кута відхилення $\hat{\alpha}$ променя світла, який проходить точкову масу M на відстані R , так званий *кут відхилення Айнштейна*:

$$\hat{\alpha} = \frac{4GM}{c^2 R}. \quad (2.104)$$



Закон відхилення світла (2.104) діє, поки $\hat{\alpha} \ll 1$, що відповідає слабким гравітаційним полям. Якщо $M = M_{\odot}$, $R = R_{\odot}$ у рівнянні (2.104), то отримаємо $\hat{\alpha}_{\odot} = 1,74''$ для відхилення світла на лімбі Сонця. У 1919 р. А. Еддінгтон виміряв відхилення світла від зорі, коли її промінь світла перетнув край Сонця під час повного сонячного затемнення, цим він підтвердив передбачення Айнштейна як одного зі спостережних ефектів ЗТВ. Хоча точність виміряного значення зсуву видимих положень зорь, близьких до затемненого сонячного диску, тоді становила лише близько 30 %, цього було достатньо для підтвердження ЗТВ. На сьогодні закон (2.104) виміряно у Сонячній системі з точністю близько 0,1 %.

Цвіккі був першим, хто припустив, що гравітаційні ефекти лінзування променів світла можна використовувати для вимірювання загальної маси позагалактичних об'єктів (Zwicky, 1937). Сонце занадто близько розташоване, щоб створити декілька зображень віддалених джерел: максимальний кут відхилення $\alpha_{\odot}$ набагато менший, ніж кутовий радіус Сонця. Отже, два промені світла, які пропускають Сонце ліворуч і праворуч, не можуть сходитися через відхилення світла в точці положення земного спостерігача. Однак відхилення світла більш віддаленими зорями або іншими масивними небесними об'єктами, зокрема галактиками чи скупченнями галактик, може створити кілька зображень джерел, розташованих за ними. Проте, щоб цей метод став спостережно можливим, потрібен був деякий час.

Першу гравітаційну лінзу системи позагалактичних об'єктів, а саме квазара 0957 + 561, було виявлено в 1979 р. (Walsh et al., 1979). Фоновий квазар розщеплюється на два оптичні зображення за допомогою галактики на передньому плані (рис. 2.22, 2.23). На сьогодні виявлено понад сто квазарів-кандидатів у гравітаційні лінзи.

Відкриття дугоподібних особливостей гравітаційного лінзування в скупченнях галактик (Lynds & Petrosian, 1986) дало змогу ідентифікувати ці дуги як зображення галактик, розташованих далеко за скупченням переднього плану і «спотворених» гравітаційним полем (див., наприклад, рис. 2.23 для галактики, лінзованої скупченням галактик RCS2 032727-132623). Такі гравітаційні дуги забезпечують незалежне, нединамічне оцінювання загальної маси скупчення лінз — згодом стала зрозумілою необхідність присутності темної матерії для пояснення гравітаційного потен-

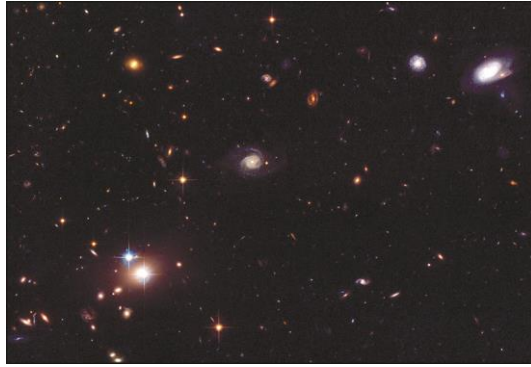


Рис. 2.22. Перша спостережувана гравітаційна лінза: квазар QSO 0957 + 561 (квазар-близнюк, twin quasar), розташований на відстані 9 млрд св. років, виявлена в 1979 р. Світло від цього квазара лінзоване (розщеплене на два зображення) масивною галактикою YGKOW G1, яка знаходиться на цьому самому промені зору на відстані 4 млрд св. років від Землі

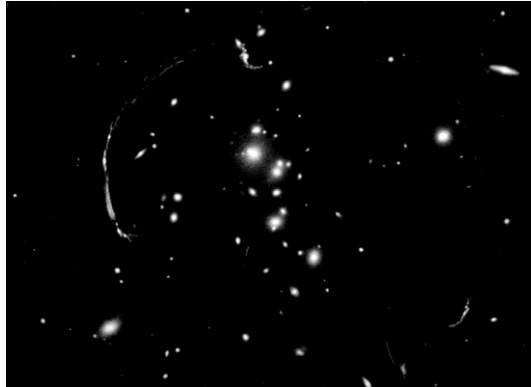


Рис. 2.23. Гравітаційне лінзування скупченням галактик: світло від галактики, розташованої на відстані ~ 10 млрд св. років, деформоване в майже в 90-градусну дугу світла скупченням галактик RCS2 032727-132623, що розташоване на відстані ~ 5 млрд св. років від Землі

ціалу цих об'єктів. Виявлено великий спектр інших ефектів гравітаційної лінзи, з огляду на які можна накласти важливі обмеження на темну матерію у Всесвіті. Серед перших, хто звернув увагу на важливість вивчення гравітаційного лінзування галактик, були українські вчені П.В. Бліох і А.О. Мінаков (автори першої монографії щодо гравітаційних лінз (1989)).

Геометрію системи гравітаційної лінзи зображено на рис. 2.24. Розглядаємо промені світла від джерела S на відстані D_s від спостерігача, які відхиляються небесним об'єктом L концентрованої маси M (який називають лінзою або дефлектором). Лінза знаходиться на відстані D_L від спостерігача, D_{LS} — відстань від площини джерела до площини лінзи. На рис. 2.24 η позначає справжнє двовимірне положення джерела в площині джерела, а β — справжнє кутове положення джерела, тобто кутове положення, за якого

воно спостерігалось б за відсутності відхилення світла,

$$\beta = \eta / D_S. \quad (2.105)$$

Положення променя світла в площині лінзи позначається ξ , а θ — його відповідне кутове положення:

$$\theta = \xi / D_L. \quad (2.106)$$

Отже, θ — спостережуване положення джерела на сфері відносно положення «центру лінзи», яке вибрано як початок системи координат, $\xi = 0$. Для нашої Галактики і Місцевої групи галактик відповідні відстані набагато менші за «радіус Всесвіту» c/H_0 , отже $D_{LS} = D_S - D_L$. Однак це відношення вже не діє для космологічно віддалених джерел та лінз.

Рівняння лінзи. Із рис. 2.24 можна вивести умову, що світловий промінь від джерела буде досягати земного спостерігача з напрямку θ (або ξ),

$$\eta = \frac{D_S}{D_L} \xi - D_{LS} \hat{\alpha}(\xi), \quad (2.107)$$

або розділивши на D_S і використавши (2.105) і (2.106) —

$$\beta = \theta - \frac{D_{LS}}{D_S} \hat{\alpha}(D_L \theta). \quad (2.108)$$

За коефіцієнтом, що множиться на кут відхилення $\hat{\alpha}$ у (2.108), доцільно визначати *нормований кут відхилення*

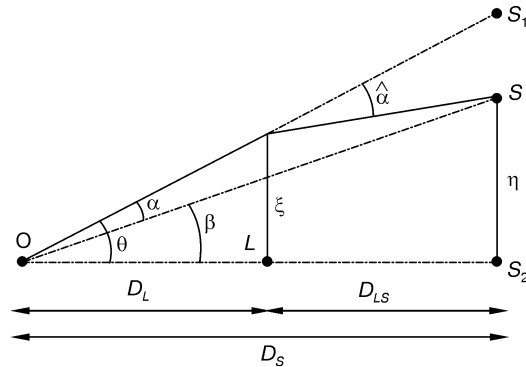


Рис. 2.24. Геометрія гравітаційної лінзи

$$\alpha(\theta) = \frac{D_{LS}}{D_S} \hat{\alpha}(D_L \theta), \quad (2.109)$$

тому рівняння лінзи (2.108) можна подати в простій формі

$$\beta = \theta - \alpha(\theta). \quad (2.110)$$

Зауважимо, що розглянуте наближення працює, якщо ньютонівський потенціал лінзи $|\Phi| \ll c^2$ набагато менший, за радіус Шварцшильда ($R_s = 2GM/c^2$), — ця умова задовольняється практично в усіх випадках гравітаційних лінз. Траєкторія променя світла насправді є гіперболою, оскільки викривлена лінзуючим тілом, — але у наближенні *тонкої лінзи* траєкторії можна асимптотично замінити прямими лініями як на рис. 2.24.

2.5.2. Розподіл маси для гравітаційної лінзи точкової маси

Кут відхилення $\alpha(\theta)$ залежить від розподілу маси гравітаційної лінзи. Розглянемо випадок точкових мас, що у більшості випадків є гарним наближенням для ефекту лінзування на зорі. Рівняння (2.110) може бути узагальнено для довільного розподілу маси, у такому випадку його записують у векторному вигляді

$$\vec{\beta} = \vec{\theta} - \vec{\alpha}(\vec{\theta}).$$

Тоді так само векторного вигляду набувають рівняння (2.108), (2.109).

Для точкової маси отримаємо (див. рівняння (2.104) для кута відхилення Айнштейна) таке рівняння лінзи:

$$|\vec{\alpha}(\vec{\theta})| = \frac{D_{LS}}{D_S} \frac{4GM}{c^2 D_L |\vec{\theta}|},$$

або, якщо врахувати напрямок відхилення (кут відхилення завжди вказує на точкову масу), — рівняння для кута відхилення

$$|\vec{\alpha}(\vec{\theta})| = \frac{D_{LS}}{D_S D_L} \frac{\vec{\theta}}{|\vec{\theta}|^2} \frac{4GM}{c^2}. \quad (2.111)$$

Кілька зображень джерела виникають (рис. 2.25, з і 2.27, з), як-



що рівняння лінзи (2.110) має декілька рішень положень зображень θ_i для (реального) положення джерела β , — у цьому випадку джерело спостерігається в положеннях θ_i на сфері. Ізольована точкова маса завжди створює два зображення фонового джерела, координати яких знаходимо, розв'язуючи рівняння гравітаційної лінзи

$$\theta_{1,2} = \frac{1}{2} \left(\beta \pm \sqrt{\beta^2 + 8R_s \frac{D_{LS}}{D_L D_S}} \right).$$

Явний розв'язок рівняння лінзи для точкової маси досить простий і є аналітичним. Якщо визначити кут *Айнштейна* лінзи як

$$\theta_E = \sqrt{\frac{4GM}{c^2} \frac{D_{LS}}{D_L}}, \quad (2.112)$$

тоді рівняння лінзи (2.110) для лінзи точкової-маси з кутом відхилення (2.111) можна записати як

$$\bar{\beta} = \bar{\theta} - \theta_E^2 \frac{\bar{\theta}}{|\bar{\theta}|^2}.$$

На практиці використовується масштабування $\bar{y} = \frac{\bar{\beta}}{\theta_E}$, $\bar{x} = \frac{\bar{\theta}}{\theta_E}$, що спрощує рівняння гравітаційної лінзи точкової маси

$$y = x - \frac{x}{|x|^2}. \quad (2.113)$$

Після множення на x це рівняння стає квадратним, розв'язками якого є

$$x = \frac{1}{2} \left(|y| + \sqrt{4 + |y|^2} \right) \frac{y}{|y|}. \quad (2.114)$$

З цього розв'язку рівняння лінзи одразу можна зробити низку висновків:

- Для кожного положення у джерела рівняння лінзи для точкової маси має два розв'язки — будь-яке джерело (формально, принаймні) передається двічі (зображення $S_1 S_2$ на рис. 2.19). Причиною цього є розбіжність кута відхилення для $\theta \rightarrow 0$. Ця розбіжність насправді не спостерігається через скінченну геомет-

ричну протяжність лінзи (радіус зорі, зокрема), оскільки рішення, звичайно, має фізичний сенс лише якщо $\xi = D_L \theta_E |x|$ є більшим за радіус зорі. Тут виключено випадок сильних гравітаційних полів, таких як відхилення світла поблизу чорної діри або нейтронної зорі, для яких рівняння кута відхилення буде іншим.

- Два зображення x_i є колінеарними щодо лінзи та джерела. Іншими словами, спостерігач, лінза та джерело визначають площину, а промені світла від джерела, що досягають спостерігача, також знаходяться в цій площині. Одне з двох зображень розташоване на тому самому боці лінзи, що і джерело ($x, y > 0$), друге зображення розташоване з іншого боку.

- Якщо $y = 0$, тобто джерело розташоване точно за зворотним боком лінзи, то повне коло $|x| = 1$, або $|\theta| = \theta_E$, є розв'язком рівняння лінзи (2.113) — джерело розглядається як кругове зображення. У цьому випадку джерело, лінза та спостерігач більше не визначають площину, і задача стає осесиметричною. Таке кругове зображення називається *кільцем Айнштайна* (рис. 2.25). Кутівий діаметр цього кільця дорівнює $2\theta_E$. З розв'язку (2.114) легко побачити, що відстань між двома зображеннями становить приблизно $\Delta x = |x_1 - x_2| \geq 2$ (поки $|y| \leq 1$), отже, $\Delta\theta \geq 2\theta_E$. Таким чином, кут Айнштайна задає характерний поділ зображення.

Коефіцієнт збільшення. Промені світла не тільки відхиляються в цілому, вони також зазнають диференціального відхилення: зокрема, промені світла, які знаходяться ближче до лінзи, відхиляються більше, ніж віддаленіші. *Диференціальне відхилення* — це ефект припливної складової кута відхилення. Нехай w_s — тілесний кут, що прикривав би джерело за відсутності лінзи, а w — спостережуваний тілесний кут зображення джерела за наявності лінзи. Оскільки гравітаційне відхилення світла не пов'язане з випромінюванням або його поглинанням, то яскравість поверхні (або питома інтенсивність) зберігається. Потік джерела задається як добуток поверхневої яскравості та кута.

Оскільки перший із двох чинників не змінюється внаслідок відхилення світла, а кут змінюється, спостережуваний потік джерела змінюється також. Якщо S_0 — потік ненаправленого джерела, а S — потік джерела зображення, то

$$\mu = \frac{S}{S_0} = \frac{w}{w_s} \quad (2.115)$$

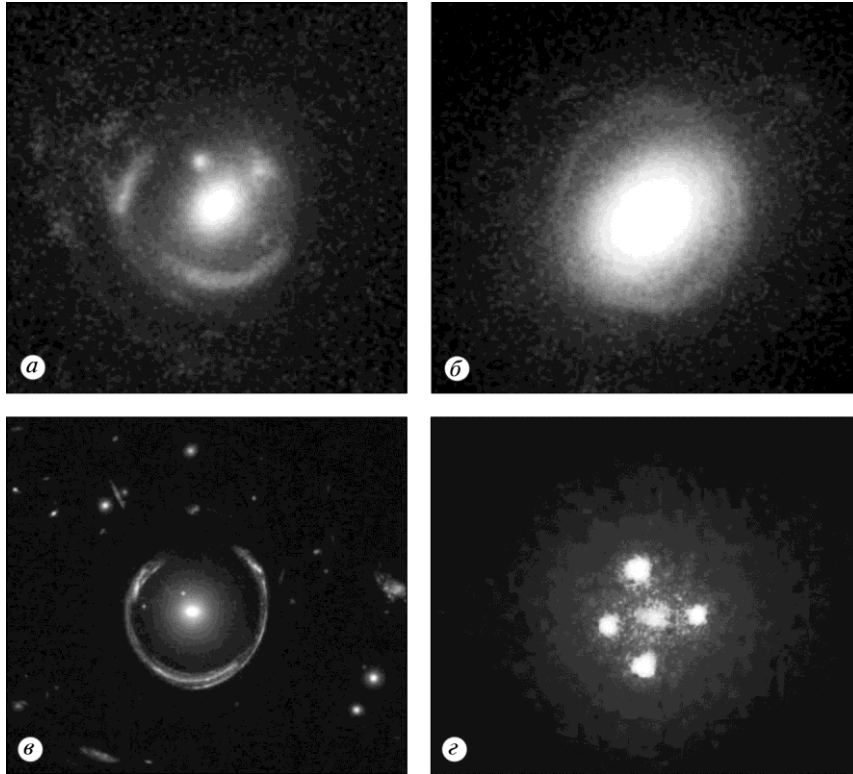


Рис. 2.25. Приклади гравітаційних лінз:

a—б — кільця Айнштейна; *в* — «Космічна підкова» — гігантська еліптична галактика на $z = 0,45$, яка лінзує карликову галактику на $z = 2,38$; *г* — гравітаційно-лінзований квазар Q 2237 + 0305 «Хрест Айнштейна»

описує зміну потоку, спричинену збільшенням (або зменшенням) зображення джерела. Очевидно, що збільшення — це суто геометричний ефект.

Для джерел та зображень, які набагато менші за характерний масштаб лінзи, збільшення μ визначається диференціальним спотворенням площі відображення лінзи (2.110):

$$\mu = \left| \det \left(\frac{d\vec{\beta}}{d\vec{\theta}} \right) \right|^{-1} \equiv \left| \det \left(\frac{d\beta_j}{d\theta_j} \right) \right|^{-1}. \quad (2.116)$$

Отже, для малих джерел співвідношення тілесних кутів лінзового зображення та нелінзованого джерела описується детермінантою локальної матриці Якобі. Збільшення можна розрахувати для кожного окремого зображення джерела, а загальне збільшення джерела є сумою збільшень для окремих зображень. Для лінзи точкової маси збільшення для двох зображень є таким:

$$\mu_{\pm} = \frac{1}{4} \left(\frac{y}{\sqrt{y^2 + 4}} + \frac{\sqrt{y^2 + 4}}{y} \pm 2 \right). \quad (2.117)$$

З цього випливає, що для випадку «+» зображення $\mu_+ > 1$ для всіх вихідних позицій $y = |y|$, а для випадку «-» збільшення зображення може бути або більше, або менше за одиницю, залежно від y . Збільшення для кількох різних положень джерела y подано на рис. 2.26, а графічні ілюстрації різних лінз — на рис. 2.27. Для $y \gg 1$ маємо $\mu_+ \gg 1$ і $\mu_- \sim 0$, отже, якщо джерело та лінза недостатньо добре вирівняні, то вторинне зображення буде сильно розмитим, а первинне зображення — збільшеним.

При $y \rightarrow 0$ два збільшення збільшуються, $\mu_{\pm} \rightarrow \infty$. Причина цього суто геометрична: у такому випадку нульово-розмірне точкове джерело утворює одновимірне зображення — кільце Айнштайна (див. рис. 2.21). Звичайно, ця розбіжність не є фізичною, оскільки нескінченні збільшення насправді не відбуваються. Збільшення залишаються скінченними навіть при $y = 0$, на це є дві причини. По-перше, реальні джерела мають кінцеві розміри, і для них збільшення теж є скінченним. По-друге, навіть у випад-

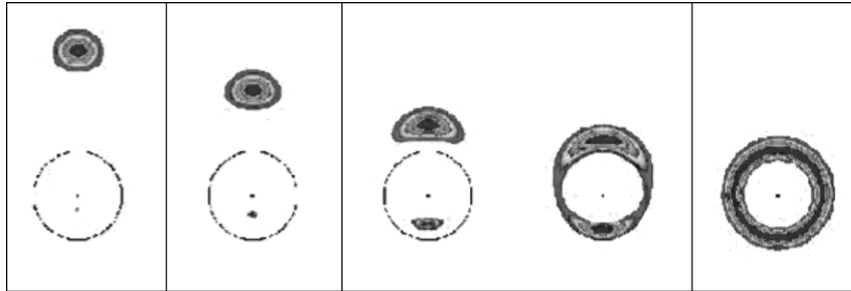


Рис. 2.26. Зображення кругового джерела з радіальним профілем яскравості для різних взаємних положень лінзи і джерела: профіль яскравості показано різними кольорами; параметр y зменшується зліва направо; на крайньому правому зображенні, коли $y = 0$, утворюється кільце Айнштайна

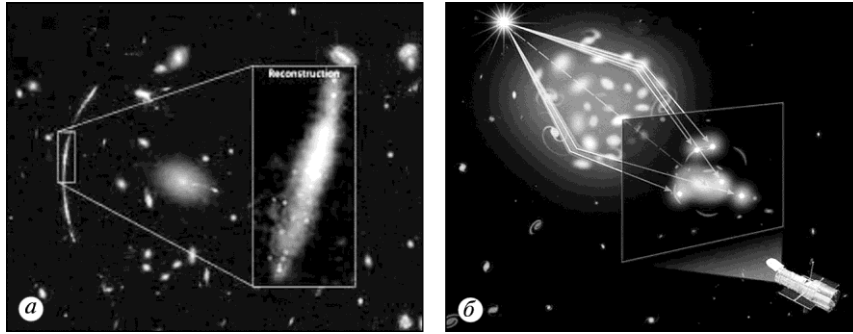


Рис. 2.27. Ілюстрації ефекту гравітаційного лінзування:
 а — дуга Айнштейна; б — формування декількох зображень гравітаційної лінзи
 (<https://aboutspacejournal.net/2017/07/07/>)

ку точкового джерела хвильові ефекти світла (аберація) призвели б до конкретного кінцевого значення μ . Повне збільшення точкового джерела лінзою точкової маси впливає із суми збільшень:

$$\mu(y) = \mu_+ + \mu_- = \frac{y^{2+2}}{y\sqrt{y^2 + 4}}. \quad (2.118)$$

Якщо гравітаційне поле слабке, то гравітаційні ефекти можуть бути лінеаризованими. Тоді кут відхилення лінзи, що складається з декількох компонентів маси, можна описати лінійною суперпозицією кутів відхилення окремих компонентів, $\alpha = \sum_i \alpha_i$.

Припускається, що протяжність відхилюючої маси вздовж променя зору є незначною, порівняно з відстанями між спостерігачем та лінзою (D_L) та між лінзою і джерелом (D_{LS}), $L \ll D_L$ і $L \ll D_{LS}$. Тоді можна вважати, що всі елементи маси розташовані на одній відстані D_L . Таку фізичну ситуацію, як уже йшлося, називають *геометрично тонкою лінзою*. Якщо галактика відіграє роль лінзи, то ця умова, безумовно, виконується — розмір нормальних галактик становить $\sim 100h^{-1}$ кпк, що набагато менше за відстані до лінзи та джерела, які зазвичай вимірюються в гігапарсеках. Для скупчення галактик на $z = 0,3$, яке є лінзою для галактики на $z = 1$, відстань від джерела до лінзи і від лінзи до спостерігача становить ~ 1 Гпк, що на три порядки більше, ніж діаметр скупчення галактик, а потенціал тяжіння $|\Phi|/c^2 < 10^{-10} \ll 1$, що задо-

вольняє умови з підрозд. 2.5.1. Тому лінійну суперпозицію кутів відхилення окремих компонентів маси можна записати як суперпозицію кутів Айнштейна у вигляді (2.104):

$$\alpha(\xi) = \sum_i \frac{4Gm_i}{c^2} \frac{\xi - \xi_i}{|\xi - \xi_i|^2}, \quad (2.119)$$

де ξ_i — прогнозований вектор положення елемента маси m_i , а ξ описує положення променя світла в площині лінзи.

Для безперервного розподілу маси можна уявити поділ лінзи на масові елементи масою $dm = \Sigma(\xi) d^2\xi$, де $\Sigma(\xi)$ описує масу поверхневої густини лінзи в положенні ξ , що отримується проєктуванням маси просторової (тривимірної) густини ρ уздовж променя зору до лінзи. Отже, кут відхилення (2.119) можна перетворити на інтеграл такої форми:

$$\alpha(\xi) = \frac{4G}{c^2} \int d^2\xi' \Sigma(\xi') \frac{\xi - \xi'}{|\xi - \xi'|^2}.$$

Підставимо цей кут відхилення в рівняння лінзи (2.108), де $\xi = D_L\theta$ описує відношення між положенням ξ променя світла в площині лінзи та його видимим напрямком θ . Так можна визначити масштабований кут відхилення (як у рівнянні (2.109)), і рівняння лінзи (2.108) можна подати в простій формі:

$$\beta = \theta - \alpha(\theta). \quad (2.120)$$

Зручнішим способом запису масштабованого відхилення є

$$\alpha(\theta) = \frac{1}{\pi} \int d^2\theta' k(\theta') \frac{\theta - \theta'}{|\theta - \theta'|^2},$$

де

$$k(\theta) = \frac{\Sigma(D_d\theta)}{\Sigma_{\text{кр}}}, \quad \Sigma_{\text{кр}} = \frac{c^2 D_s}{4\pi G D_d D_{ds}}. \quad (2.121)$$

Тут $k(\theta)$ — безрозмірна *поверхнева густина маси*, $\Sigma_{\text{кр}}$ — *критична поверхнева густина маси*, яка залежить лише від відстані до лінзи та до джерела. Хоча $\Sigma_{\text{кр}}$ включає в себе комбінацію космологічних відстаней, величину можна обчислити як

$$\Sigma_{\text{кр}} = 0,35 \left(\frac{D_d D_{ds}}{D_s (1 \text{ Гпк})} \right)^{-1} \text{ г} \cdot \text{см}^2. \text{ Таким чином, джерело видно в де-}$$



кількох положеннях θ на сфері або багаторазово, якщо рівняння лінзи має кілька розв'язків θ для заданого положення джерела β .

Детальніше аналізуючи властивості цього рівняння лінз, дійшли наступного загального висновку: якщо $\Sigma \geq \Sigma_{\text{кр}}$ принаймні в одній точці лінзи, то положення джерела β є такими, що джерело в β має кілька зображень (рис. 2.25 і 2.27). Звідси випливає, що параметр k є хорошим показником *сили* лінзи. Розподіл маси при $k \ll 1$ у всіх точках є слабкою лінзою, що не здатна створити кілька зображень, тоді як при $k \geq 1$ для певних областей θ лінза є сильною. Для джерел, що порівнянно малі з характерними масштабами лінзи, збільшення μ зображення, спричинене диференціальним відхиленням світла, визначається за формулою (2.116).

Час затримки. З огляду на різницю траєкторій променів світла, які досягають спостерігача після проходження через лінзу, виникає запізнення сигналу. Це зумовлено геометричними і гравітаційними чинниками — як довжиною різних просторових шляхів променів світла, так і їхньою різною гравітаційною затримкою в полі тяжіння самої лінзи. Отже, криві зміни блиску лінзованих зображень джерела випромінювання зміщені в часі. Для визначення часу затримки використовують потенціал Фермі та ейконал (логарифмічний потенціал), пов'язаний з поверхневою густиною маси гравітаційної лінзи:

$$\bar{\Phi}(\vec{\xi}, \vec{\eta}) = \frac{D_L D_S}{2D_{LS}} \left(\frac{\vec{\xi}}{D_L} - \frac{\vec{\eta}}{D_S} \right)^2 - L(\vec{\xi}), \quad (2.122)$$

де $L(\vec{\xi}) = -\frac{4G}{c^2} \int_{\Sigma} \ln \frac{|\vec{\xi} - \vec{\xi}'|}{\xi_0} \Sigma(\vec{\xi}') d\vec{\xi}'$ — ейконал. Різниця шляхів — безпосереднього від джерела випромінювання до спостерігача і викривленого лінзою — дорівнює $c\Delta t = \bar{\Phi}(\vec{\xi}, \vec{\eta}) + \text{const}$. Тоді рівняння лінзи можна записати як

$$\nabla_{\vec{\xi}} \bar{\Phi}(\vec{\xi}, \vec{\eta}) = 0. \quad (2.123)$$

Отже, з усіх можливих траєкторій променів саме «фізичні» промені відповідають тим траєкторіям, для яких час, необхідний для досягнення променя від джерела до спостерігача, є мінімальним (принцип Фермі). Для геометричної частини різниці шля-

хнів маємо

$$c\Delta t_{geom} = (1 + z_L) \frac{D_L D_S}{D_{LS}} (\vec{\theta} - \vec{\beta})^2, \quad (2.124)$$

а для гравітаційної частини різниці шляхів —

$$c\Delta t_{grav} = -(1 + z_L) L(\vec{\xi}) + \text{const.} \quad (2.125)$$

Зокрема, у випадку двох зображень джерела з координатами $\vec{\xi}_1, \vec{\xi}_2$ та з координатою джерела $\vec{\eta}$ різниця шляху і час затримки сигналу між двома зображеннями становитиме

$$\begin{aligned} c(t_1 - t_2) &= \vec{\Phi}(\vec{\xi}_1, \vec{\eta}) - \vec{\Phi}(\vec{\xi}_2, \vec{\eta}), \quad (2.126) \\ \Delta t_{1-2} &= \Delta t_{geom(1-2)} + \Delta t_{grav(1-2)} = \\ &= \frac{1 + z_L}{c} \left[\frac{D_L D_S}{2 D_{LS}} \{(\vec{\theta}_1 - \vec{\beta})^2 - (\vec{\theta}_2 - \vec{\beta})^2\} - \{L(D_L \vec{\theta}_1) - L(D_L \vec{\theta}_2)\} \right]. \end{aligned}$$

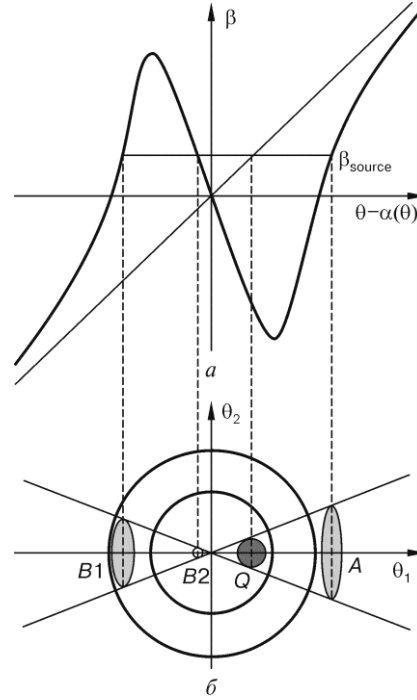
2.5.3. Прості математичні моделі гравітаційних лінз: лінза Шварцшильда, кільце Айнштейна, ізотермічна сфера

Одноточкова лінза Шварцшильда. Найпростішими моделями гравітаційних лінз є аксіально-симетричні моделі, для яких $\Sigma(\xi) = \Sigma(\xi)$, де $\xi = |\xi|$ — відстань об'єкта від центру лінзи, прицільний параметр. Тоді $\hat{\alpha} = \frac{4GM(R)}{c^2 R}$, оскільки кут відхилення направлений радіально до центру ($M(R)$ — маса, зосереджена в радіусі R). Відповідно, для масштабованого кута відхилення маємо $\alpha(\theta) = \frac{m(\theta)}{\theta} = \frac{1}{\theta} 2 \int_0^\theta d\theta' \theta' k(\theta')$, де $m(\theta)$ — безрозмірна маса в межах θ . Оскільки α і θ є колінеарними кутами, рівняння лінзи стає одновимірним, бо потрібно розглядати лише радіальну координату, $\beta = \theta - \alpha(\theta) = \theta - \frac{m(\theta)}{\theta}$. Приклад одновимірного випадку

для гравітаційної лінзи подано на рис. 2.28. Розміри зображень, а отже, їхні потоки суттєво розрізняються, внутрішнє зображення $B2$ є особливо слабким у наведеному випадку. Потік від

Рис. 2.28. Одновимірний випадок гравітаційної лінзи:

a — криву $\theta - \alpha(\theta)$ побудовано як функцію кутової відстані θ від центру лінзи та пряму $\theta = \beta$. Три точки перетину горизонтальної лінії за фіксованого β з кривою $\theta - \alpha(\theta)$ і трьома розв'язками рівняння лінзи; b — положення та розміри зображення для спостерігача (Q — нелінзоване джерело, яке зазвичай не видно у випадку відхилення світла, об'єкти A , $B1$, $B2$ — спостережувані зображення лінзи)



$B2$ порівняно з потоком випромінювання від A істотно залежить від центрального радіуса лінзи і може бути настільки малим, що третє зображення буде неможливо спостерігати. Для точкової лінзи розподіл маси можна записати як

$$m(\theta) = \frac{4GM}{c^2} \frac{D_{LS}}{D_L D_S}.$$

Математичну модель одноточкової гравітаційної лінзи можна подати в термінах алгебричної геометрії¹.

Нехай є одноточкова гравітаційна лінза з масою, розташованою в точці з координатами $a_1 = 0$, $b_1 = 0$. Тоді відображення $L: R_X^2 \rightarrow R_Y^2$ з площини лінзи в площину джерела подається системою рівнянь:

$$\begin{cases} y_1 = x_1 - \frac{x_1}{x_1^2 + x_2^2}, \\ y_2 = x_2 - \frac{x_2}{x_1^2 + x_2^2}. \end{cases} \quad (2.127)$$

¹ Матеріал щодо математичної моделі одноточкової гравітаційної лінзи в термінах алгебраїчної геометрії доцільно розглядати як лабораторний практикум.

Рівняння системи визначені для всіх точок площини R_x^2 , таких, що $x_1^2 + x_2^2 \neq 0$, тобто крім початку координат, точки $O(0,0)$. У початку координат відображення L не визначено. Але якщо систему (2.127) перетворити до поліноміального вигляду:

$$\begin{cases} (x_1^2 + x_2^2)(x_1 - y_1) - x_1 = 0, \\ (x_1^2 + x_2^2)(x_2 - y_2) - x_2 = 0, \end{cases} \quad (2.128)$$

то перетворення L буде цілком визначено системою рівнянь:

$$\begin{cases} F_1 = x_1^3 + x_1 x_2^2 - x_1^2 y_1 - x_2^2 y_1 - x_1 = 0, \\ F_2 = x_1^2 x_2 + x_2^3 - x_1^2 y_2 - x_2^2 y_2 - x_2 = 0. \end{cases} \quad (2.129)$$

Зображення точкового джерела. Класифікація зображень (математичний зміст кільця Айнштайна). Дослідимо систему рівнянь (2.129). Позначимо через F_1 і F_2 ліві частини відповідно першого та другого рівнянь системи (2.129). Нехай $V = V(F_1, F_2)$ — множина розв'язків системи. Система рівнянь (2.129) може мати розв'язок $V^0 = V^0(F_1, F_2)$ розмірності нуль і розв'язок $V^1 = V^1(F_1, F_2)$ розмірності один. З теореми про структуру множини розв'язків системи поліноміальних рівнянь (Аржанцев, 2002) випливає, що множину $V(F_1, F_2)$ можна подати так:

$$V(F_1, F_2) = (V^0(F_1, F_2)) \cup (V^1(F_1, F_2)), \quad (2.130)$$

де $V^1(F_1, F_2)$ — множина розв'язків системи (2.130), яка залежить від одного параметра, а $V^0(F_1, F_2)$ — множина розв'язків системи, яка не залежить від параметрів. Множина $V^0(F_1, F_2)$, вочевидь, є дискретною, крім того, скінченною. Множини мають розмірність $\dim V^0(F_1, F_2) = 0$ та $\dim V^1(F_1, F_2) = 1$.

В алгебричній геометрії є низка теорем які дають змогу обчислити множини $\dim V^0(F_1, F_2) = 0$ та $\dim V^1(F_1, F_2) = 1$. Обчислимо ці множини, а саме знайдемо результат $R_{x_1} = R_1$ за змінною x_1 , для цього подамо рівняння системи (2.129) у лексикографічному вигляді за степенями x_1 :



$$\begin{cases} x_1^3 - y_1 x_1^2 + (x_2^2 - 1)x_1 - x_2^2 y_1 = 0, \\ (x_2 - y_2)x_1^2 + x_2^3 - x_2^2 y_2 - x_2 = 0. \end{cases} \quad (2.131)$$

Результант за степенем x_1 можна обчислити за формулою

$$R_1 = \begin{vmatrix} 1 & -y_1 & x_2^2 - 1 & -x_2^2 y_1 & 0 \\ 0 & 1 & -y_1 & x_2^2 - 1 & -x_2^2 y_1 \\ x_2 - y_2 & 0 & x_2^3 - x_2^2 y_2 - x_2 & 0 & 0 \\ 0 & x_2 - y_2 & 0 & x_2^3 - x_2^2 y_2 - x_2 & 0 \\ 0 & 0 & x_2 - y_2 & 0 & x_2^3 - x_2^2 y_2 - x_2 \end{vmatrix}. \quad (2.132)$$

Отже,

$$R_1 = -x_2^3 y_1^2 + x_2^2 y_1^2 y_2 + x_2 y_1^2 - x_2^3 y_2^2 + x_2^2 x_2^3. \quad (2.133)$$

Для того, щоб рівняння системи (2.128) мали спільну компоненту, потрібно, щоб $R_1 \equiv 0$ (Калинина, Утешев, 2002). Розкладемо R_1 на нерозкладні компоненти:

$$x_2(-y_1^2 + y_2^2)x_2^2 + y_2(y_1^2 + y_2^2)x_2 + y_1^2 \equiv 0. \quad (2.134)$$

Рівняння розпалося на два рівняння: $x_2 \equiv 0$ та

$$-(y_1^2 + y_2^2)x_2^2 + y_2(y_1^2 + y_2^2)x_2 + y_1^2 \equiv 0. \quad (2.135)$$

Кожне з рівнянь розглядається як поліном від x_2 . З рівняння $x_2 \equiv 0$ маємо $y_1 = 0$. Для рівняння (2.134) поліном у лівій частині рівняння тотожно дорівнює нулю тоді і тільки тоді, коли всі його коефіцієнти дорівнюють нулю (Новоселов, 1954). Таким чином, з (2.134) випливає система рівнянь:

$$\begin{cases} y_1^2 + y_2^2 y_1 = 0, \\ y_1^2 = 0, \end{cases} \quad (2.136)$$

розв'язуючи яку одержуємо $y_1 = 0, y_2 = 0$. Підставляючи (2.136) в (2.127), знаходимо

$$\begin{cases} x_1 - \frac{x_1}{x_1^2 + x_2^2} = 0, \\ x_2 - \frac{x_2}{x_1^2 + x_2^2} = 0. \end{cases} \quad (2.137)$$

Перетворимо (2.137) до вигляду

$$\begin{cases} x_1 \left(1 - \frac{1}{x_1^2 + x_2^2} \right) = 0 \\ x_2 \left(1 - \frac{1}{x_1^2 + x_2^2} \right) = 0 \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} x_1 (x_1^2 + x_2^2 - 1) = 0 \\ x_2 (x_1^2 + x_2^2 - 1) = 0 \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} x_1 (x_1^2 + x_2^2 - 1) = 0, \\ x_2 (x_1^2 + x_2^2 - 1) = 0. \end{cases} \quad (2.138)$$

Рівняння системи (2.138) мають спільну компоненту: $x_1^2 + x_2^2 - 1 = 0$. Отже,

$$V^1(F_1, F_2) = \{x_1, x_2 \mid x_1^2 + x_2^2 - 1 = 0\}. \quad (2.139)$$

Аналогічно обчислюємо результат $R_2 = R_{x_2}$. З огляду на симетрію змінних одержуємо такий самий результат (докладніше див. Котвицький та ін., 2017). Зауважимо, якщо $y_1 \neq 0, y_2 \neq 0$, то система (2.127) має два розв'язки. Дійсно, з рівняння (2.134) маємо

$$x_2^2 - y_2 x_2 - \frac{y_1^2}{y_1^2 + y_2^2} = 0, \quad (2.140)$$

що є квадратним рівнянням із двома дійсними неоднаковими коренями.

З рівняння $R_2 = 0$ отримуємо таке саме квадратне рівняння для змінної x_1 та два розв'язки. Перевіряємо їх, підставляючи до системи (2.127). Отримуємо два розв'язки системи:

$$\begin{cases} x_1 = \frac{y_1 + \sqrt{y_1^2 + \frac{4y_2^2}{y_1^2 + y_2^2}}}{2}, \\ x_2 = \frac{y_2 + \sqrt{y_2^2 + \frac{4y_1^2}{y_1^2 + y_2^2}}}{2}, \end{cases} \quad \begin{cases} x_1 = \frac{y_1 - \sqrt{y_1^2 + \frac{4y_2^2}{y_1^2 + y_2^2}}}{2}, \\ x_2 = \frac{y_2 - \sqrt{y_2^2 + \frac{4y_1^2}{y_1^2 + y_2^2}}}{2}. \end{cases} \quad (2.141)$$



Це дає змогу сформулювати класифікаційну теорему.

Теорема 2.1. Єдиним протяжним (одновимірним) зображенням точкового джерела є нескінченно тонке кільце Айнштайна, яке з'являється в лінзі Шварцшильда, коли джерело, лінза та спостерігач перебувають на одній прямій, тобто $V^1(F_1, F_2) = \{(x_1, x_2) \mid x_1^2 + x_2^2 = 1\}$. Якщо джерело, лінза та спостерігач не знаходяться на одній прямій, то зображення точкового джерела в лінзі Шварцшильда складається з двох точок.

Зауваження. Точкове джерело та його зображення в лінзі Шварцшильда (дві точки) знаходяться на одній прямій, що проходить через початок координат. Одна з точок знаходиться в середині одиничного кола, а інша — поза ним. Добуток відстаней від точок до початку координат дорівнює одиниці (ці властивості зображень можна перевірити безпосередньо).

Зауваження. Нескінченно тонким кільцем Айнштайна в лінзі Шварцшильда є коло $x_1^2 + x_2^2 = 1$. Коло $x_1^2 + x_2^2 = 1$ є критичною кривою, оскільки якобіан для рівняння лінзи Шварцшильда має вигляд

$$J_{ac} Sw = \frac{(x_1^2 + x_2^2)^2 - 1}{(x_1^2 + x_2^2)^2}. \quad (2.142)$$

Зауваження. Точкове джерело в бінарній лінзі не має протяжних зображень, оскільки відповідна цьому випадку система не має розв'язків розмірності один (Котвицький та ін., 2017). Взагалі, можна довести, що точкове джерело в N -точковій гравітаційній лінзі не має протяжних зображень.

Для більшої наочності продемонструємо отримані результати графічними способами. Для цього побудуємо графіки (2.23) функцій F_1 , F_2 , які визначаються в (2.121) для різних положень точкового джерела світла, тобто координат y_1 , y_2 .

На рис. 2.29, *а*, *б* можна побачити, що у цьому випадку точкове джерело має два зображення: це точки, в яких перетинаються графіки функцій F_1 , F_2 (за винятком точки $(0, 0)$, де розташована точкова маса).

Якщо джерело наближається до точки $(0, 0)$, наприклад $y_1 = 0,01$, $y_2 = 0,01$, то отримуємо зображення на рис. 2.29, *в*. Як бачимо, частина графіка функції F_1 наближається до частини гра-

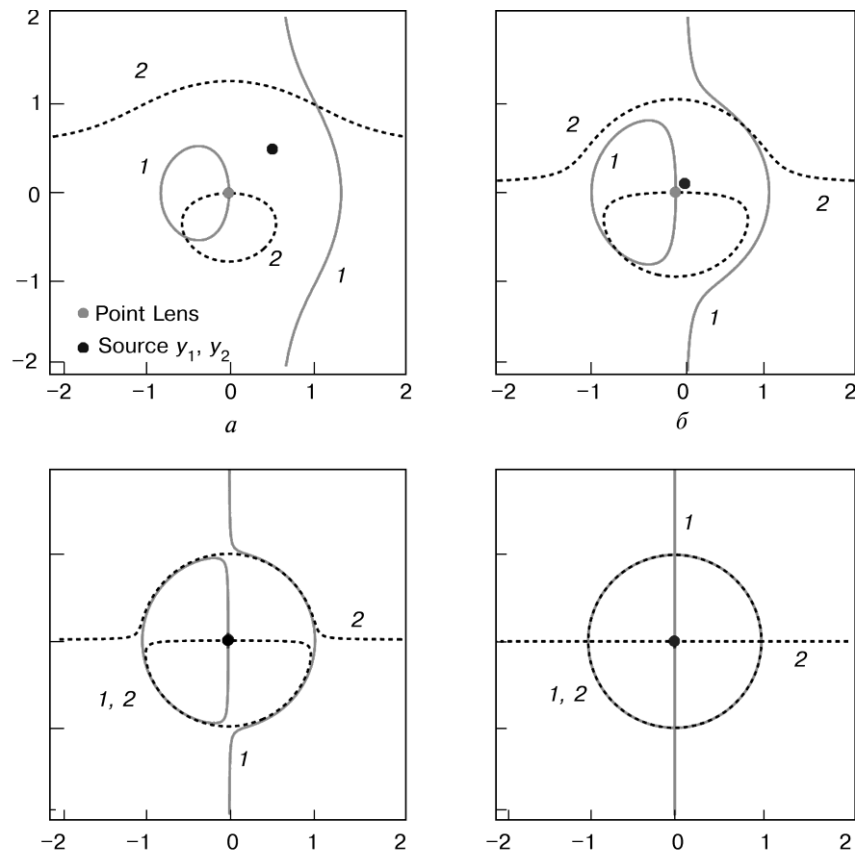


Рис. 2.29. Графіки функцій $F_1 (1)$, $F_2 (2)$, які визначаються рівняннями (2.129) для різних положень точкового джерела світла, тобто координат y_1, y_2 :
 $a - y_1 = 0,5, y_2 = 0,5$; $б - y_1 = 0,1, y_2 = 0,1$; $в - y_1 = 0,01, y_2 = 0,01$; $г - y_1 = 0, y_2 = 0$

фіка функції F_2 , при цьому частини графіків, які наближаються один до одного, наближаються до одиничного кола з центром у точці $(0, 0)$.

Якщо точкове джерело світла строго знаходиться в точці $(0, 0)$, тобто $y_1 = 0, y_2 = 0$ (рис. 2.29, г), то функції F_1 та F_2 мають спільну компоненту — коло одиничного радіуса з центром у початку координат.

Дослідження зображень кругового джерела в лінзі Шварцшильда відносять до групи прямих задач.



Кругове джерело (див. рис. 2.26) задамо параметричними рівняннями його меж. Нехай джерело — диск $D_\varepsilon = D_\varepsilon(a)$ радіуса ε із центром у точці $(a, 0)$ і його межу ∂D_ε задано системою рівнянь:

$$\begin{cases} y_1 = t, \\ y_2 = \pm \sqrt{\varepsilon^2 - (t_1 - a)^2}. \end{cases} \quad (2.143)$$

Підставимо (2.143) в систему рівнянь (2.127) і після виключення параметра t , отримаємо

$$(x_1^2 + x_2^2 - 1)^2 - 2ax_1(x_1^2 + x_2^2 - 1) + (a^2 - \varepsilon^2)(x_1^2 + x_2^2) = 0. \quad (2.144)$$

Перейдемо в площині лінзи від декартових координат x_1, x_2 до полярних r, ϕ за співвідношеннями $x_1 = r \cos \phi$, $x_2 = r \sin \phi$. Тоді

$$(r^2 - 1)^2 - 2a(r^2 - 1)r \cos \phi + (a^2 - \varepsilon^2)r^2 = 0. \quad (2.145)$$

Розглянемо для рівнянь (2.144) та (2.145) окремі випадки: а) $a = 0$; б) $|a| = \varepsilon$; в) $|a| < \varepsilon$; г) $|a| > \varepsilon$.

Випадок а. Враховуючи, що $r \geq 0$ з (2.145), отримуємо два розв'язки:

$$r_{1,2} = \frac{\pm \varepsilon + \sqrt{\varepsilon^2 + 4}}{2}.$$

Отже, образ диска D_ε за відображення $L^{-1}: R_Y^2 \rightarrow R_X^2$ є кільцем k_ε , яке утворено колами з рівняннями:

$$r_1 = \frac{\sqrt{\varepsilon^2 + 4} + \varepsilon}{2}, \quad r_2 = \frac{\sqrt{\varepsilon^2 + 4} - \varepsilon}{2},$$

крім того, $r_1 = \frac{1}{r_2}$.

Товщина кільця $d = \varepsilon$, оскільки $d = r_1 - r_2$. Середня лінія кільця

k_ε є колом радіуса $r = \frac{\sqrt{\varepsilon^2 + 4}}{2}$. Площина кільця k_ε дорівнює

$$S_\varepsilon = \pi \varepsilon \sqrt{\varepsilon^2 + 4}. \quad (2.146)$$

Випадок б. З відношення $|a| = \varepsilon$ випливає $a = \pm \varepsilon$. Розглянемо випадок $a = \varepsilon$. З (2.144) маємо

$$(x_1^2 + x_2^2 - 1 - 2\varepsilon x_1) \left(1 - \frac{1}{x_1^2 + x_2^2} \right) = 0.$$

Отримаємо два розв'язки, які є рівняннями кіл:

$$x_1^2 + x_2^2 = 1, \quad (x_1 - \varepsilon)^2 + x_2^2 = 1 + \varepsilon^2.$$

Отже, образом диска $D_\varepsilon = \{(y_1, y_2) | y_1^2 + y_2^2 \leq \varepsilon^2\}$ за відображення $L^{-1}: R_y^2 \rightarrow R_x^2$ будуть дві кругові лунки I і II, утворені цими колами (рис. 2.30) і які перетинаються в точках $A_1(0,1)$ та $A_2(0,-1)$. При цьому товщина лівої лунки — $h_1 = 1 + \varepsilon - \sqrt{1 + \varepsilon^2}$, а товщина правої лунки — $h_2 = \varepsilon + \sqrt{1 + \varepsilon^2} - 1$.

• Площа лівої лунки

$$S_1 = \frac{\pi}{2} + \int_{-1}^1 \left(\varepsilon - \sqrt{1 + \varepsilon^2 - x_2^2} \right) dx_2 = \frac{\pi}{2} + \varepsilon - (1 + \varepsilon^2) \operatorname{arccctg} \varepsilon.$$

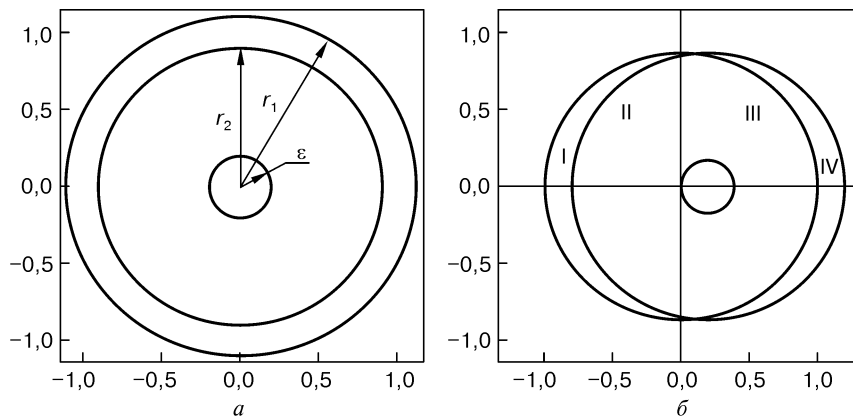


Рис. 2.30. Зображення фаз I та IV:

a — межа кільця k_ε , визначена колами радіуса $r_{1,2}$. Кільце k_ε — образ диска D_ε ; b — ліва лунка I та права лунка IV



- Площа правої лунки

$$S_2 = \pi(1 + \varepsilon^2) + \int_{-1}^1 \left(\varepsilon - \sqrt{1 + \varepsilon^2 - x_2^2} \right) dx_2 -$$

$$-\frac{\pi}{2} = \frac{\pi}{2} + \pi\varepsilon^2 + \varepsilon - (1 + \varepsilon^2) \operatorname{arccctg} \varepsilon.$$

- Площа обох лунок

$$S = S_1 + S_2 = \pi + \pi\varepsilon^2 + 2\varepsilon - 2(1 + \varepsilon^2) \operatorname{arccctg} \varepsilon. \quad (2.147)$$

Аналогічно розглянемо випадок для $a = -\varepsilon$.

Унаслідок симетрії суму площ лунок S і в цьому випадку можна обчислити за формулою (2.147).

Випадок в. $|a| < \varepsilon$. Враховуючи, що $r \geq 0$, із (2.147) отримаємо

$$r = \frac{1}{2} \left(\left(a \cos \phi \pm \sqrt{\varepsilon^2 - a^2 \sin^2 \phi} \right) + \right.$$

$$\left. + \sqrt{\left(a \cos \phi \pm \sqrt{\varepsilon^2 - a^2 \sin^2 \phi} \right)^2 + 4} \right). \quad (2.148)$$

Якщо $a < \varepsilon$, то є дві замкнуті пов'язані криві, які не пересікаються, знаходяться одна в одній та є межею двозв'язної області, що гомеоморфна кільцю. Радіус внутрішнього овалу визначають так:

$$r_1 = \frac{1}{2} \left(a \cos \phi - \sqrt{\varepsilon^2 - a^2 \sin^2 \phi} + \sqrt{\left(a \cos \phi - \sqrt{\varepsilon^2 - a^2 \sin^2 \phi} \right)^2 + 4} \right),$$

а зовнішнього овалу —

$$r_2 = \frac{1}{2} \left(\left(a \cos \phi + \sqrt{\varepsilon^2 - a^2 \sin^2 \phi} \right) + \sqrt{\left(a \cos \phi + \sqrt{\varepsilon^2 - a^2 \sin^2 \phi} \right)^2 + 4} \right).$$

Тоді площа двозв'язної області, гомеоморфної кільцю, становить

$$S = S_2 - S_1 = \frac{1}{2} \int_0^{2\pi} r_2^2 d\phi - \frac{1}{2} \int_0^{2\pi} r_1^2 d\phi = \frac{1}{2} \int_0^{2\pi} (r_2^2 - r_1^2) d\phi =$$

$$= \frac{1}{2} \int_0^{2\pi} (r_2 - r_1)(r_2 + r_1) d\phi.$$

Кожна із двох зв'язних областей симетрична відносно полярної осі. Функція під знаком інтеграла є парною та 2π періодичною. Для площини області маємо

$$S = \int_0^{\pi} (r_2 - r_1)(r_2 + r_1) d\phi, \quad (2.149)$$

де

$$\begin{aligned} (r_2 - r_1)(r_2 + r_1) = & 2a \cos \phi \sqrt{\varepsilon^2 - a^2 \sin^2 \phi} + \frac{1}{2} \left(\sqrt{\varepsilon^2 - a^2 \sin^2 \phi} + a \cos \phi \right) \times \\ & \times \sqrt{a^2 \cos 2\phi + \varepsilon^2 + 2a \cos \phi \sqrt{\varepsilon^2 - a^2 \sin^2 \phi} + 4} + \\ & + \frac{1}{2} \left(\sqrt{\varepsilon^2 - a^2 \sin^2 \phi} - a \cos \phi \right) \times \\ & \times \sqrt{a^2 \cos 2\phi + \varepsilon^2 - 2a \cos \phi \sqrt{\varepsilon^2 - a^2 \sin^2 \phi} + 4}. \end{aligned}$$

Випадок г. $|a| > \varepsilon$. Якщо $a > \varepsilon$, то є дві замкнуті криві (овали), які не пересікаються та знаходяться одна поза одною і кожна є межею однозв'язної області, яка гомеоморфна диску. Функції $r_1 + r_1(\phi)$ та $r_2 + r_2(\phi)$ визначені, якщо $\varepsilon^2 - a^2 \sin^2 \phi \geq 0$. Звідси

$$-\arcsin \frac{\varepsilon}{|a|} \leq \phi \leq \arcsin \frac{\varepsilon}{|a|} \text{ і } \pi - \arcsin \frac{\varepsilon}{|a|} \leq \phi \leq \pi + \arcsin \frac{\varepsilon}{|a|}.$$

За цих обмежень овали в правій та лівій напівплощинах задаються рівнянням (2.148). Тоді для дальньої дуги правого овалу запишемо

$$r = \frac{1}{2} \left(a \cos \phi + \sqrt{\varepsilon^2 - a^2 \sin^2 \phi} + \sqrt{\left(a \cos \phi + \sqrt{\varepsilon^2 - a^2 \sin^2 \phi} \right)^2 + 4} \right),$$

$$-\arcsin \frac{\varepsilon}{|a|} \leq \phi \leq \arcsin \frac{\varepsilon}{|a|};$$

для ближньої дуги правого овалу —



$$r = \frac{1}{2} \left(- \left(a \cos \phi + \sqrt{\varepsilon^2 - a^2 \sin^2 \phi} \right) + \sqrt{\left(a \cos \phi + \sqrt{\varepsilon^2 - a^2 \sin^2 \phi} \right)^2 + 4} \right),$$

$$-\arcsin \frac{\varepsilon}{|a|} \leq \phi \leq \arcsin \frac{\varepsilon}{|a|};$$

для дальньої дуги лівого овалу —

$$r = \frac{1}{2} \left(a \cos \phi + \sqrt{\varepsilon^2 - a^2 \sin^2 \phi} + \sqrt{\left(a \cos \phi + \sqrt{\varepsilon^2 - a^2 \sin^2 \phi} \right)^2 + 4} \right),$$

$$\pi - \arcsin \frac{\varepsilon}{|a|} \leq \phi \leq \pi + \arcsin \frac{\varepsilon}{|a|};$$

для ближньої дуги лівого овалу —

$$r = \frac{1}{2} \left(- \left(a \cos \phi + \sqrt{\varepsilon^2 - a^2 \sin^2 \phi} \right) + \sqrt{\left(a \cos \phi + \sqrt{\varepsilon^2 - a^2 \sin^2 \phi} \right)^2 + 4} \right),$$

$$\pi - \arcsin \frac{\varepsilon}{|a|} \leq \phi \leq \pi + \arcsin \frac{\varepsilon}{|a|}.$$

Обчислимо площу області, обмеженої правим овалом:

$$S = S_2 - S_1 = \frac{1}{2} \int_{\pi - \arcsin \frac{\varepsilon}{|a|}}^{\pi + \arcsin \frac{\varepsilon}{|a|}} r_2^2 d\phi - \frac{1}{2} \int_{\pi - \arcsin \frac{\varepsilon}{|a|}}^{\pi + \arcsin \frac{\varepsilon}{|a|}} r_1^2 d\phi =$$

$$= \frac{1}{2} \int_{\pi - \arcsin \frac{\varepsilon}{|a|}}^{\pi + \arcsin \frac{\varepsilon}{|a|}} (r_2^2 - r_1^2) d\phi = \frac{1}{2} \int_{\pi - \arcsin \frac{\varepsilon}{|a|}}^{\pi + \arcsin \frac{\varepsilon}{|a|}} (r_2 - r_1)(r_2 + r_1) d\phi,$$

де вираз під знаком інтеграла визначено вище (2.149). Аналогічно можна обчислити площу області, обмеженої лівим овалом.

За класифікуючі ознаки можна прийняти положення кругового джерела щодо початку координат як відстань d від центру кругового джерела до початку координат і радіус кругового джерела ε . Для зображень кругового джерела в одноточковій гравітаційній лінзі справджується класифікаційна теорема.

Теорема 2.2. Зображення кругового джерела в одноточковій гравітаційній лінзі належать тільки одній з множин (множини

називатимемо фазами, кругове джерело і зображення кругового джерела подаватимемо в картинній площині):

- фаза 1, $d = 0$, *кільце Айнштайна* (центр кругового джерела збігається з початком координат, зображенням кругового джерела є кільце, утворене двома концентричними колами, центр яких знаходиться в початку координат);

- фаза 2, $0 < d < \varepsilon$, *двозв'язна область* (центр кругового джерела знаходиться біля початку координат. При цьому початок координат належить круговому джерелу. Зображенням кругового джерела є двозв'язна область. Межею області є замкнуті жорданові криві, які не перетинаються, а кругове джерело знаходиться в середині двозв'язної області);

- фаза 3, $d = \varepsilon$, *кругові лунки* (межа кругового джерела містить початок координат, воно має два однозв'язні зображення, які є круговими лунками, створеними двома колами. Кругове джерело знаходиться в середині кіл);

- фаза 4, $\varepsilon < d < \delta$, *однотв'язні неопуклі зображення* (кругове джерело не містить початок координат, має два однозв'язні зображення, розташовані між ними, і не перетинається з ними, зображення не є опуклими областями);

- фаза 5, $d = \delta$, *однотв'язні особливі, перехідні зображення* (кругове джерело не містить початок координат, має два однозв'язні зображення, розташовані між ними, і не перетинається з ними, кожне зі зображень є опуклою областю, яка переходить в неопуклу область);

- фаза 6, $\delta < d < \frac{1}{2\varepsilon} - \varepsilon$, *однотв'язні опуклі зображення* (кругове джерело не містить початок координат, має два однозв'язні зображення, розташовані між ними, і не перетинається з ними, кожне із зображень є опуклою областю);

- фаза 7, $d = \frac{1}{2\varepsilon} - \varepsilon$, *дотик до зображення* (центр кругового джерела знаходиться далеко від початку координат, кругове джерело торкається свого далекого зображення);

- фаза 8, $d > \frac{1}{2\varepsilon} - \varepsilon$, *перетин із зображенням* (центр кругового джерела знаходиться далеко від початку координат, кругове джерело перетинається зі своїм зображенням).

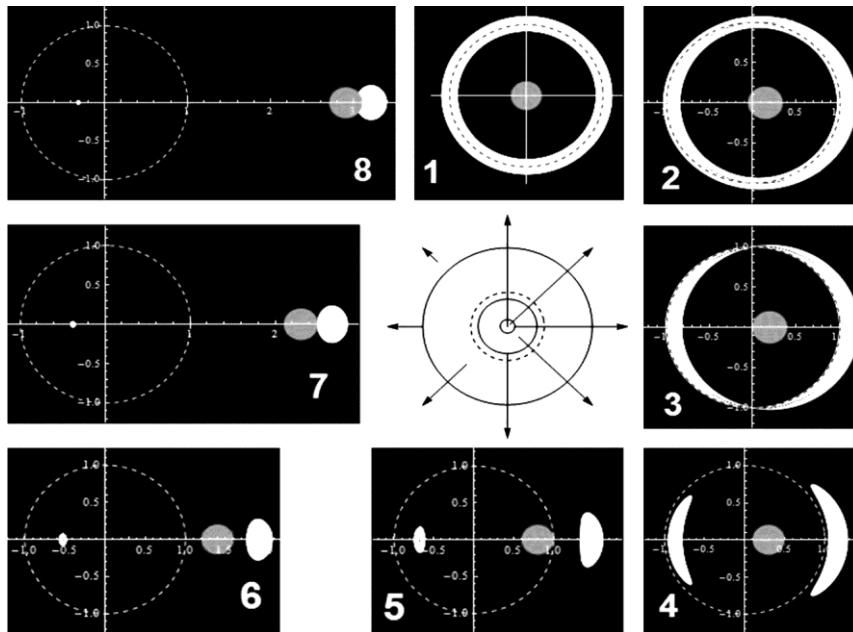


Рис. 2.31. Зображення фаз кругових зображень лінзи (теорема 2.2, рис. 2.26)

У фазах 4, 5, 6 параметр δ визначається з рівняння $\delta \pm \sqrt{-\delta^2 + 2\varepsilon^2 + 4} \pm \varepsilon \pm \sqrt{\varepsilon^2 + 4\delta^2 + 4} = 0$ (рис. 2.31).

На рис. 2.31 джерело зображене помаранчевим кольором, образ джерела — білим, а кільце Айнштейна — пунктирною кривою. На осях координат відкладено безрозмірні (нормовані) відстані, які нормуються радіусом Айнштейна—Хвольсона. Радіус джерела дорівнює $\varepsilon = 0,2$. Отже, класифікація містить 8 фаз, зокрема 4 точкових і 4 інтервальних. Кожну з фаз повністю визначено значеннями двох параметрів: відстанню d від центру кругового джерела до початку координат і радіусом кругового джерела ε .

Зауважимо, що класифікація має місце тільки для малих ε . Зі зростанням ε деякі фази можуть мінятися місцями або зникнути, наприклад при $\varepsilon = 1/2$ фази мають такий порядок: 1, 2, 7, 8, 3, 4, 5, 6 і знову 8, тобто фази 3, 4, 5, 6 переміщуються всередину фази 8 (рис. 2.31).

Гравітаційна лінза як ізотермічна сфера. Криві обертання нашої Галактики та інших спіральних галактик є плоскими (книга 1, підрозд. 6.7). Це означає, що маса галактики збільшується пропорційно до

$$\rho(r) = \frac{\sigma_v^2}{2\pi G r^2}, \quad (2.150)$$

де σ_v — одновимірна дисперсія швидкостей зорь у потенціалі розподілу мас, якщо розподіл їх орбіт є ізотропним (п. 2.4.2), яку отримують зі спектрів. Розподіл густини маси в формулі (2.150) називають сингулярною ізотермічною сферою (SIS, *singular isothermal sphere*).

Як видно з формули (2.150), при $r \rightarrow 0$ моделювання профілю густини в центральній частині галактики не можливе, бо вона поводить себе як $\rho \propto r^{-2}$. Проте крутий центральний приріст кривої обертання галактики засвідчує, що розміри основної області розподілу маси, в якій густина значно відхиляється від степеневого закону (2.150), є порівняно невеликими. Водночас за великих r для маси галактик справедливо $M(r) \propto r$, тобто має існувати певний радіус, для якого маса (видима) повинна бути скінченною, а моделювання її розподілу матиме фізичний сенс. Для нормальних галактик цей радіус перевищує 100 кпк, про що свідчать криві їх обертання, які є плоскими до «крайніх» спостережуваних видимих радіусів галактики. Тому математична модель SIS вважається надійною в широкому діапазоні радіусів галактики для відтворення її основних властивостей, зокрема для розділення зображень лінзових систем галактик.

Отже, для гравітаційної лінзи можна записати (2.150) для поверхневого розподілу маси — проєкції густини маси вздовж променя зору:

$$\Sigma(\xi) = \frac{\sigma_v^2}{2G\xi}.$$

Використовуючи цю формулу, отримуємо такі вирази для проєктивної маси всередині певного радіуса:

$$M(\xi) = 2\pi \int_0^\xi \xi' \Sigma(\xi') d\xi' = \frac{\pi \xi \sigma_v^2}{G} \quad (2.151)$$

та кута відхилення



$$\hat{\alpha}(\xi) = 4\pi \left(\frac{\sigma_v}{c} \right)^2 \quad \text{або} \quad \alpha(\theta) = 4\pi \left(\frac{\sigma_v}{c} \right)^2 \left(\frac{D_{LS}}{D_S} \right) \equiv \theta_E. \quad (2.152)$$

Як бачимо, кут відхилення є постійною величиною і квадратично залежить від дисперсії швидкостей зорь. Параметр θ_E називають також *кутом Айнштейна сингулярної ізотермічної сфери* із характерним масштабом (права частина (2.152)),

$1,15'' \left(\frac{\sigma_v}{200 \text{ км/с}} \right)^2 \left(\frac{D_{LS}}{D_S} \right) \equiv \theta_E$, який означає, що кутовий масштаб ефекту гравітаційного лінзування в масивних галактиках становить порядку декількох дугових секунд.

Рівняння лінзи $\beta = \theta - \alpha(\theta) = \theta - \frac{m(\theta)}{\theta}$ для випадку моделі SIS можна записати як

$$\beta = \theta - \theta_E \frac{\theta}{|\theta|}, \quad (2.153)$$

оскільки кут відхилення є від'ємним для $\theta < 0$ і завжди спрямований до центру. Рівняння лінзи (2.153) має два розв'язки у випадку $|\beta| < \theta_E$, а саме: $\theta_1 = \beta + \theta_E$ і $\theta_2 = \beta - \theta_E$. Оскільки $\beta \geq 0$, то $\theta_1 > \theta_E > 0$ і $\theta_2 > -\theta_E < 0$, тобто одне з зображень джерела розташоване з одного боку відносно центру лінзи, а для кутової відстані між зображеннями в моделі SIS запишемо

$$\Delta\theta = \theta_1 - \theta_2 = 2\theta_E = 2,3'' \left(\frac{\sigma_v}{200 \text{ км/с}} \right)^2 \left(\frac{D_{LS}}{D_S} \right)_E. \quad (2.154)$$

Із формули (2.154) бачимо, що кутова відстань між зображеннями не залежить від положення джерела, зокрема для масивних галактик вона становить дещо більше за $1'$. У випадку $\beta > \theta_E$ є тільки одне зображення джерела в положенні θ_1 (розв'язок рівняння (2.153)), яке розташоване на тому самому боці відносно центру лінзи, що і нелінзоване джерело.

Параметр збільшення (2.116) в моделі лінзи SIS має вигляд $\mu(\theta) = \frac{|\theta / \theta_E|}{||\theta / \theta_E| - 1|}$. Тому у випадку $\theta \approx \theta_E$ збільшення є значним.

Такі грав-лінзи існують для кутів $|\beta| \ll \theta_E$, тобто у джерел,

близьких до центру площини джерела, великий коефіцієнт збільшення. У випадку $\beta = 0$ форма зображення джерела є кільцем радіусом $\theta = \theta_E$, тобто маємо грав-лінзу *кільце Айнштайна*, яку вище детально розглянуто.

Наведені моделі — кільце Айнштайна, дуги, мультиплікативні зображення — це приклади *сильного гравітаційного лінзування*. Ефекти відхилення світла, результатом якого є малі спотворення у зображенні об'єкта, що знаходиться позаду лінзи (так звані об'єкти фону), є *слабким гравітаційним лінзуванням*. Зазвичай для їх дослідження потрібно провести статистичний аналіз великої кількості об'єктів фону. Найчастіше лінзування проявляється як незначне розтягування зображення перпендикулярно до центру лінзи, а отримані дані про лінзувальне поле дають можливість вивчати розподіл не тільки видимої, а й темної матерії. Ефекти *мікролінзування* спричиняють тимчасове збільшення інтенсивності випромінювання (яскравості) від об'єктів фону. Лінзувальними об'єктами можуть бути зорі нашої Галактики, планети. Мікролінзування — один із методів пошуку екзопланет та дослідження атмосфер зорь-гігантів. Продуктивним тут є використання каустик, про наявність яких свідчать складні криві яскравості з додатковими піками для бінарних чи складніших гравітаційних лінз.

Зазначимо, що ефект гравітаційної лінзи є важливим для вивчення різних позагалактичних об'єктів, насамперед такий прояв ефекту, що гравітаційне відхилення світла не залежить від природи та стану відхильної матерії. Тому воно однаково чутливе як до темної, так і до баріонової речовини та не залежить від того, чи розподіл речовини знаходиться у стані рівноваги. Отже, ефект гравітаційної лінзи особливо прийнятний для опису розподілу речовини, при цьому жодні подальші припущення про стан рівноваги або відношення між темною та видимою речовинами ні до чого.

2.5.4. Гравітаційне червоне зміщення. Космологічна поправка

Важливими ефектами ЗТВ, які впливають на визначення відстаней до позагалактичних об'єктів і оцінювання параметрів розподілу матерії в них, також є *гравітаційне та космологічне червоні зміщення*. Є три типи червоних зміщень: червоне зміщення внаслідок ефекту Доплера, гравітаційне червоне змі-



щення (ГЧЗ), космологічне червоне зміщення. У загальному випадку червоне зміщення можна подати як суму всіх трьох типів гравітаційного зміщення. Зокрема, ефект ГЧЗ для променя світла, що проходить край Сонця, становить приблизно $2 \cdot 10^{-6}$ (детальніше про перевірки ефекту ГЧЗ для різних небесних об'єктів Всесвіту див., зокрема, Vavilova, 2018).

Допплерівське зміщення спектральних ліній спричиняється відносним радіальним рухом між спостерігачем і небесним об'єктом, що спостерігається: за швидкості небесного тіла, яка становить до 10 % швидкості світла:

$$z = \frac{\lambda_o - \lambda_e}{\lambda_e} = \frac{v}{c},$$

$$z = \frac{\lambda_o - \lambda_e}{\lambda_e} \sqrt{\frac{c+v}{c-v}} - 1 \quad \text{у релятивістському випадку для } z \geq 0,1,$$

де λ_o — довжина хвилі, яка реєструється (observed) спостерігачем, λ_e — довжина хвилі, яка випромінюється («emitted») небесним тілом, v — швидкість небесного тіла, c — швидкість світла.

Гравітаційне червоне зміщення (ГЧЗ) виникає, коли фотони випромінювання небесного тіла втрачають енергію, долаючи гравітаційне поле:

$$z_g = \left(1 - \frac{2GM}{rc^2}\right)^{-1/2} - 1,$$

де G — гравітаційна стала, M — маса небесного тіла, r — відстань до небесного тіла.

Космологічне червоне зміщення спричиняється релятивістським розширенням Всесвіту і пов'язане зі сталою Габбла H_0 . Його врахування називають *космологічною поправкою*, що полягає в наступному. Абсолютну зоряну величину галактики (або іншого позагалактичного об'єкта) у певному фільтрі отримують, нагадаємо, за формулою

$$M_i = m_i - 25 - 5 \lg \left(\frac{R}{M_{\text{ПК}}} \right) - A_i - K_i. \quad (2.155)$$

Тут m_i — спостережувана видима зоряна величина галактики у фільтрі i , A_i — табличне значення, яке є поправкою за селективне поглинання світла у нашій Галактиці у фільтрі i , K_i — поправ-

ка на червоне зміщення z , яка враховує зміщення спектральних ліній спостережуваних галактик у певному фільтрі, R — фотометрична відстань у мегапарсеках, яка в загальному випадку є функцією червоного зміщення z і параметрів обраної космологічної моделі (зокрема, Ω — величини густини темної матерії, густини видимої матерії, густини темної енергії з відповідними нижніми індексами, Λ — космологічна стала в рівняннях Айнштейна, H_0 — стала Габбла (див. п. 1.3.5, де подано значення цих та інших космологічних параметрів за даними Planck Collaboration)). Для невеликих червоних зміщень $R = cz/H_0$. Формула (2.155) доводить, що показник кольору галактики (різниця світності галактики у різних фільтрах) залежить лише від різниці двох поправок у цих фільтрах (за поглинання в галактиці A_i і космологічної K_i -поправки).

K -поправка — це параметр, який враховує зміщення спектральних ліній галактик, спричинене: 1) звуженням смуги пропускання фотометра в $(1 + z)$ разів у системі спокою галактики, 2) тим, що світло від галактики, яке приймається на довжині хвилі λ , було випромінене на довжині хвилі $\lambda/(1 + z)$. За означенням K -поправку розраховують як

$$K = 2,5 \lg(1 + z) + 2,5 \lg \frac{\int_0^\infty I(\lambda)s(\lambda)d\lambda}{\int_0^\infty I\left(\frac{\lambda}{1+z}\right)s(\lambda)d\lambda}, \quad (2.156)$$

де $I(\lambda)$ — спектральна інтенсивність випромінювання галактики на довжині хвилі λ (на момент прийому), $I(\lambda/(1 + z))$ — спектральна інтенсивність випромінювання галактики на довжині хвилі $\lambda/(1 + z)$ (на момент випромінювання), $s(\lambda)$ — чутливість приймача випромінювання. Зазначимо, що величина K -поправки залежить від морфологічного типу галактики, який для віддалених галактик безпосередньо за зображеннями встановити неможливо. Але оскільки морфологічний тип пов'язаний зі спектральними особливостями галактики, то його визначають за показниками кольору: з урахуванням K -поправок (2.147) розраховують показники кольору, очікувані для галактик на певному червоному зміщенні, та порівнюють їх зі спостережуваними показниками кольору.

Перевірка ефекту ГЧЗ на галактичних відстанях є дещо складною не тільки тому, що потрібно виокремлювати космологічне



червоне зміщення. ЗТВ припускає, що для, наприклад, пари галактик масивніша з них деформуватиме простір-час істотніше, ніж менш масивна галактика. Як наслідок світло, що випромінює масивніша галактика, буде «червонішим» (із довшою довжиною хвилі). У серії праць (Alam et al., 2017; Zhu et al., 2017) опубліковано результати обробки даних півмільйона галактик із оглядів 2MASS і SDSS/BOSS та показано, що масивніші галактики мають у середньому більше значення ГЧЗ, ніж менш масивні. При цьому для отримання ГЧЗ галактик за їхніми спектрами використовувалися фотометричні дані про видимі величини та показники кольору, на які впливають також пекулярні швидкості галактик.

Космологічне червоне зміщення пов'язане з «розтягуванням» простору-часу, а не з радіальними рухами небесних тіл, і домінує для об'єктів Всесвіту за межами Місцевої групи галактик. Світло, що рухається в цьому просторі-часі, також буде «розтягуватися», а довжина його хвилі збільшуватиметься («червонішати»).

За даними обсерваторії WMAP уточнено червоне зміщення реліктового мікрохвильового випромінювання, $z_{\text{CMB}} = 1089$. Для найвіддаленіших галактик, які спостерігаються сучасними телескопами, червоне зміщення становить $z \sim 10$, тобто світло від них йшло понад 13 млрд років. Із рівняння для червоного зміщення у релятивістському випадку можна отримати швидкість реліктового випромінювання в одиницях швидкості світла, а саме $v_{\text{CMB}} = 0,9999983$ с.

МІЖЗОРЯНЕ СЕРЕДОВИЩЕ В ГАЛАКТИКАХ

Речовину та поля, що заповнюють міжзоряний простір у галактиках, називають міжзоряним середовищем. Головною його компонентою є міжзоряний газ, в якому вміст водню сягає приблизно 90 % (за кількістю атомів). Такий газ перемішаний з пилом, маса якого становить приблизно 1 % міжзоряного середовища, а все газопилове середовище пронизано магнітними полями, космічними променями, електромагнітним випромінюванням. Усі компоненти міжзоряного середовища взаємопов'язані. Міжзоряний газ є більше або менше іонізованим космічними променями та жорстким електромагнітним випромінюванням, тому взаємодіє з магнітними полями. Магнітне поле впливає на рух іонів і заряджених частинок, які часто бувають зарядженими унаслідок фотоефекту або «налипання» електронів. Міжзоряні газ та пил також випромінюють електромагнітні хвилі в діапазоні від довгохвильового радіовипромінювання до жорстких γ -променів. Магнітне поле відіграє суттєву роль у великомасштабній динаміці міжзоряного середовища, тоді як іонізований газ, беручи участь у обертанні галактик, підсилює магнітне поле, захоплюючи та «заплутуючи» його. Космічні промені впливають на конфігурацію магнітних полів, які й визначають дифузійну космічних променів. Таким чином, кожний компонент міжзоряного середовища взаємодіє з іншими компонентами.

Міжзоряне середовище тісно пов'язане із зорями та міжгалактичним середовищем. З міжзоряного газу та пилу утворюються зорі, які на пізніх стадіях ево-



люції знову віддають частину маси міжзоряному середовищу (п. 2.2.2). Тому середовище збагачується важкими елементами, що утворюються в надрах зорь унаслідок термоядерних реакцій. Зорі постачають у міжзоряне середовище космічні промені, особливо у випадку вибухів наднових. Частина речовини викидається з галактики у міжгалактичне середовище, а тиск і випромінювання гарячого міжгалактичного газу впливають на іонізацію міжзоряного середовища та його динаміку. Вважається, що міжгалактичний газ є залишком тієї речовини, з якої в минулому сформувалися зорі та галактики. Зазначимо, що вплив гравітаційних хвиль, які випромінюються під час злиття зорь на пізній стадії їх еволюції (п. 1.3.6), досі не вивчено.

Кожній зі складових міжзоряного та міжгалактичного середовища притаманні особливості щодо способів їх спостережень. Деякі з них можна виявити лише непрямыми методами. Висновки про густину міжгалактичного середовища мають важливе космогонічне та космологічне значення: з середньою густиною речовини у Всесвіті пов'язано хід подальшого її розвитку.

Про верхню межу густини міжзоряної речовини судять з того, що в спектрах небесних світил відсутні ті або інші лінії випромінювання та поглинання, зумовлені фізичними процесами в міжгалактичному середовищі, які за інших умов були б спостережуваними. Мала густина атомів водню означає, що газ в ту епоху був сильно іонізований та мав високу температуру.

Щодо густини *міжгалактичного середовища* можна зробити висновки на підставі результатів вивчення захоплення цього середовища скупченнями галактик, руху радіовипромінювальних викидів із галактик та за іншими непрямыми даними. Наявність газу всередині деяких скупчень галактик зумовлює стійкість таких скупчень. З погляду теорії не можна виключити можливість того, що істотну частину міжгалактичного середовища утворюють нейтрино малої енергії, які не виявляються сучасними засобами. Нагрівання міжгалактичного середовища відбувається і космічними променями, і X-випромінюванням від квазарів та від галактик, що формуються. Важливими для розуміння еволюції міжгалактичного середовища є ударні хвилі. Іонізація гарячого газу підтримується УФ- і X-випромінюванням різних молодих об'єктів. У процесі еволюції температура та іонізація газу зменшуються.

Випромінювання в міжгалактичному середовищі містить реліктовий мікрохвильовий фон температурою 2,7 К, а також випромінювання галактик, квазарів і самого міжгалактичного середовища в усіх діапазонах. Через їх взаємодію з воднем можна оцінити верхню межу густини іонізованого водню. Дані про космічні промені й магнітне поле в міжгалактичному середовищі є досить невизначеними, але відомо, що в міжгалактичному середовищі релятивістських електронів (електрони, які рухаються зі швидкостями, близькими до швидкості світла) значно менше, ніж у Галактиці, оскільки інакше їх випромінювання в разі взаємодії з фотонами міжгалактичного середовища було б суттєвішим. Густину нейтрино оцінити поки не можна.

3.1. Газова компонента міжзоряного середовища

Розрізняють п'ять фаз міжзоряного газу:

- 1) холодний молекулярний газ — переважно молекулярний водень H_2 , що утворює молекулярні хмари (*molecular clouds*, МС). Його температура ~ 20 К, густина понад 10^3 см^{-3} ;
- 2) холодний атомарний газ — здебільшого нейтральний атомарний водень. Температура ~ 100 К, густина $\sim 20 \text{ см}^{-3}$;
- 3) теплий нейтральний газ, який оточує холодніші хмари. Температура ~ 6000 К, густина $0,05\text{—}0,3 \text{ см}^{-3}$;

Т а б л и ц я 3.1. Основні компоненти газового міжзоряного середо

Складова	Об'ємна частка, %	Шкала висот, пк	Температура, К
Молекулярні хмари	<1	80	10—20
Холодне нейтральне середовище	1—5	100—300	50—100
Тепле нейтральне середовище	10—20	300—400	6000—10 000
Тепле іонізоване середовище	20—50	1000	8000
НП регіони	<1	70	8000
Корональний газ. Гаряче іонізоване середовище	30—70	1000—3000	$10^6\text{—}10^7$



4) гарячий іонізований газ — переважно області НІІ навколо гарячих зорь. Температура $\sim 10^4$ К;

5) дуже гарячий дифузний іонізований газ, який переважно реєструється в Х-діапазоні, розігрітий та іонізований вибухами наднових. Температура $\sim 10^6$ К, густина $\sim 10^{-3}$ см $^{-3}$.

Загальна кількість газу в Галактиці у межах радіуса 16—18 кпк сягає $\sim 5 \cdot 10^9 M_{\odot}$, тобто ~ 2 % маси Галактики, він перемішаний з пилом; газу приблизно на два порядки більше, ніж пилу. У табл. 3.1 наведено усереднені загальні параметри різних компонент міжзоряного середовища та методи їх дослідження. Можна побачити, що температура і густина (найважливіші параметри) міжзоряної плазми вельми різні, а структура досить складна. Що стосується газової компоненти, то практично весь газ іонізований, принаймні на нижньому рівні іонізації.

3.1.1. Холодний молекулярний газ

Головний компонент холодного молекулярного газу — молекулярний водень H_2 — безпосередньо майже не спостерігається. Молекула водню є симетричною, а отже, ні її теплові коливання, ні обертання не зумовлюють взаємний зсув різномірних електричних зарядів, тому і не формують електромагнітного випромінювання. Ні у видимому, ні в радіодіапазоні у молекули H_2 немає енергетичних переходів, а електронні переходи з нижнього на вищі рівні знаходяться в далекому УФ-діа-

вища

Густина частинок, см $^{-3}$	Стан водню	Основні методи спостереження
10^2 — 10^6	Молекулярний	Радіо- та інфрачервоні лінії емісії та поглинання
20—50	Нейтральний атом	НІ 21-сантиметрові лінії поглинання
0,2—0,5	Нейтральний атом	НІ 21-сантиметрові лінії поглинання
0,2—0,5	Іонізований	Н α емісія та пульсарна дисперсія
10^2 — 10^4 10^{-4} — 10^{-2}	Іонізований Іонізований	Н α емісія та пульсарна дисперсія Рентгенівське випромінювання; лінії поглинання високо іонізованих металів передусім в ультрафіолеті

пазоні (див. рис. 1.1). Молекулу H_2 вдалося виявити тільки за допомогою космічних телескопів за поглинанням зоряного випромінювання в спектральній смузі Лаймана (991—1132 Å). Молекула водню має також слабе випромінювання в ІЧ-діапазоні, де знаходяться квадрупольні лінії, що утворюються в разі енергетичних переходів молекули між обертальними та обертально-коливальними рівнями (ротаційні переходи). Ці лінії спостерігаються в теплих частинах молекулярних хмар, де температура газу сягає $(1-4) \cdot 10^3$ К, а УФ-випромінювання, здатне зруйнувати молекулярний газ, відсутнє. Лінії збуджуються або за взаємного зіткнення хмар, або під дією зоряного вітру від молодих масивних зорь, що утворюються в надрах молекулярних хмар. ІЧ-випромінювання молекули H_2 виникає в порівняно тонкому шарі газу безпосередньо за фронтом ударної хвилі, там де температура газу є максимальною. Внаслідок цього випромінювання газ швидко остигає і молекули знову стають невидимими.

Якісним відстежувачем (індикатором) молекулярного водню є оксид вуглецю CO (чадний газ), який спостерігається здебільшого в емісійній радіолінії 2,6 мм, яка утворюється у випадку ротаційних переходів $J = 1 \rightarrow J = 0$. Ця лінія є найзручнішим інструментом для дослідження просторової структури, розподілу та фізичних характеристик щільних молекулярних хмар насамперед у нашій Галактиці. Вперше лінію CO виявлено Вайнребом та ін. (1963) у міжзоряному середовищі Галактики.

Нагадаємо, що квадрат моменту обертання молекули є квантованою величиною і визначається формулою $M^2 = J(J+1)\hbar^2$. Енергію обертання на J -му обертальному рівні визначають так: $W_J = M^2 / 2I = BJ(J+1)$ (I — момент інерції молекули, $B = \hbar^2 / 2I$ — обертальна стала). Енергії ротаційних переходів молекул $2B, 4B, \dots$ припадають звичайно на ІЧ- та мікрохвильову області спектра.

Спостерігається CO також у лінії 1,3 мм, що відповідає переходу $J = 2 \rightarrow J = 1$, а також у лініях інших молекул: OH, NH_3 , SiO тощо. Співвідношення інтенсивностей залежить від температури та густини. Це дає змогу вивчати фізичні умови середовища.

Лінії CO $J = 1 \rightarrow J = 0$ і $J = 2 \rightarrow J = 1$ спостерігаються у декількох десятках галактик (спіральних, сейфертівських, неправиль-



них, зокрема у М82). У галактиках є лінії ізотопних різновидів СО: $^{13}\text{C}^{16}\text{O}$ та $^{12}\text{C}^{18}\text{O}$. За співвідношенням інтенсивностей цих ліній знайдено відношення $^{13}\text{C}^{16}\text{O}/^{12}\text{C}^{18}\text{O} = 4,5 \pm 1$, що близьке до земного значення. Це засвідчує, що процеси нуклеосинтезу в галактиках і в нашій Галактиці є подібними.

Перші безпосередні спостереження молекулярного водню проведено за допомогою супутника ISO з більш чутливими детекторами, ніж IRAS, з кращим розділенням, і який працював у ширшому діапазоні довжин хвиль 25—240 мкм (п. 1.3.4). Спектральна роздільна здатність сягала 10 км/с. Це дало можливість виявляти в 5—10 разів більше холодних хмар, ніж апаратурою IRAS. Зокрема, молекулярний водень спостерігався у чотирьох лініях ротаційних переходів від 6,9 до 28,1 мкм у галактиці Агр 220 зі спалахом зореутворення (Штурм та ін., 1996).

Вимірювання маси молекулярного газу. Молекулярний газ відіграє критичну роль у визначенні морфології та еволюції галактичних дисків. Він знаходиться у великих та щільних молекулярних хмарах, які збираються у генерації зорь, тобто є осередками зореутворення. Світність областей молекулярних хмар є значною. Внесок цих областей у загальну світність галактик є вагомим. Вміст СО є мірою кількості молекулярного водню H_2 у галактиках. Спостереження засвідчують, що відношення концентрацій СО та молекулярного водню слабо залежить від фізичних умов та є приблизно сталим у хмарах, тому густину хмар визначають за густиною СО.

Зі спостережень хмар нашої Галактики знайдено емпіричну залежність між світністю СО та масою молекулярного водню (Сковіл і Сандерс, 1987). Цю залежність приймають у вигляді

$$N(\text{H}_2) / I_{\text{CO}} = x \cdot 10^{20} \text{ см}^{-2} \cdot (\text{K} \cdot \text{км/с})^{-1}. \quad (3.1)$$

Тут $I_{\text{CO}} = \int T_{\text{CO}} dV$ — яскравісна температура випромінювання СО, проінтегрована за профілем лінії, V — ширина лінії, км/с, $N(\text{H}_2)$ — поверхнева густина водню, тобто кількість молекул у стовпчику одиничної площі. СО-світність галактики визначається інтегруванням за зображенням галактики:

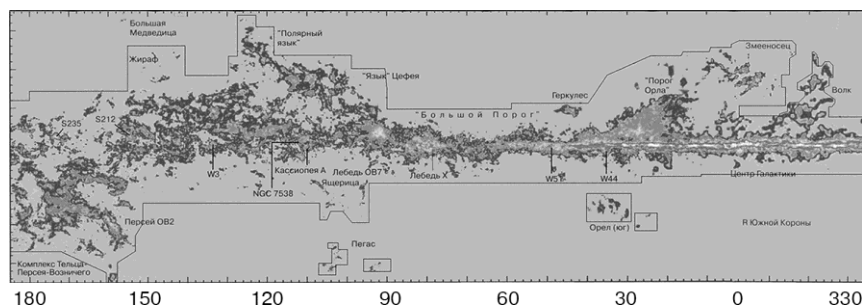
$$L_{\text{CO}} = d^2 \int I_{\text{CO}} d\Omega, \quad (3.2)$$

де d — відстань, $d\Omega$ — елемент просторового кута. Так само

Галактика	Тип за де Вокулером	x
MMX	SB(s)m	10
BMX	SB(s)m	8
M31	SA(s)b	$2,4 \pm 1,5$
M33	SA(s)cd	$5,0 \pm 1,5$
M81	SA(S)ab	0,7
IC10	IBm	$6,6 \pm 2,2$
NGC 1569	IBm	15

Коефіцієнт $\alpha_{\text{CO}} = x \cdot 10^{20}$ молекул $\cdot \text{см}^{-2} \cdot (\text{K} \cdot \text{км/с})^{-1}$ у (3.1) називають *коефіцієнтом перетворення* $\text{CO} \rightarrow \text{H}_2$ (*conversion factor*). Значення x оцінюється як декілька одиниць. За кореляцією з дифузним γ -випромінюванням від молекулярних хмар нашої Галактики в одиницях мас

З використанням такого значення коефіцієнта α_{CO} масу молекулярного водню оцінюють і для інших галактик. Але виявилося, що значення параметра x (x -фактор) у цій формулі варіює від галактики до галактики залежно від їхніх властивостей. Щоб оцінити коефіцієнт перетворення в (3.1), необхідно мати незалежні методи оцінювання маси молекулярного газу. Розроблено декілька способів такого оцінювання, найнадійніший з яких (але застосовний лише для нашої та найближчих галактик) — це оцінювання маси молекулярних хмар із використанням теореми віріалу за вимірюваннями розміру хмар і ширини спектральних



212

ліній, що характеризують дисперсію швидкостей газу в хмарах. Значення x для деяких галактик пізніх типів, отримані в припущенні виконання теореми віріалу, наведено в табл. 3.2 (дані з праці Бозеллі та ін., 2002). Невизначеність в оцінюванні маси молекулярного газу пов'язана також з тим, що в лінії CO молекулярні хмари є слабо прозорими, і до Землі надходить випромінювання переважно з поверхневих шарів хмари.

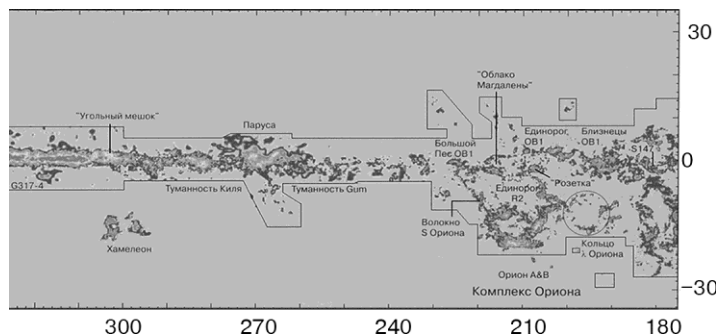
Коефіцієнт перетворення пропорційний металічності газу (рис. 3.1), тобто вмісту важких елементів (C, O, ...) відносно водню. Металічність може змінюватися у декілька разів як від галактики до галактики (спадає зі зменшенням маси галактики), так і вздовж радіального розподілу диска. Ця залежність від металічності Z враховується під час оцінювання мас молекулярного газу, особливо коли йдеться про галактики-карлики або навколо-ядерні області галактик. Коефіцієнт перетворення з урахуванням металічності має вигляд (Carilli, Walter, 2013)

$$\alpha_{\text{CO}}(Z) = 4,5 \left(\frac{Z}{Z_{\odot}} \right)^{-1,40} \cdot M_{\odot} \cdot (\text{K} \cdot (\text{км/с}) \cdot \text{пк}^2)^{-1}. \quad (3.3)$$

Еволюційні залежності для мас хмар молекулярного газу M_{MC} , зокрема для галактик із активним зореутворенням отримано Geach et al. (2011), є такими:

$$M_{\text{MC}} = 0,1 \cdot M_{*}(1+z)^2 \text{ для } M_{*} > 10^{10} M_{\odot}. \quad (3.4)$$

У Галактиці густина молекул H_2 сягає 100—300 в см^3 (Сковіл Н., Сандерс Д., 1987). Для найближчої галактики зі спалахом



диска Галактики, за яким можна встановити розподіл

зореутворення M82 густини є більшими, у ній можна розрізнити дві підсистеми хмар: холодніші ($T_{MC} \sim 10\text{--}20$ К) з меншою густиною $n(H_2) < 10^3 \text{ см}^{-3}$ та тепліші ($T_{MC} \sim 75$ К) з більшою густиною $n(H_2) = 5 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$. Для еліптичних галактик типові значення маси молекулярного газу не перевищують $\approx 10^7 M_\odot$, а для спіралей — $\approx 10^9 M_\odot$. У підтримці рівноважного стану газу в маломасивних молекулярних хмарах головну роль відіграє тиск (середнє значення $P_0 = 2000 \text{ К/см}^3$). Іншими словами, якщо в деякому місці міжзоряного середовища тиск зростає (наприклад, у хмарі сформувалася зоря і нагріла її), то газ розширюється і тиск спадає до P_0 . Гарячі щільні хмари — емісійні туманності — розширюються зі звуковою швидкістю ($\sim 10 \text{ км/с}$) й існують недовго, близько 1 млн років.

Важливою характеристикою, яка дала б змогу детальніше порівняти чисельні оцінки та результати спостережень, могла б стати функція розподілу густини маси газу в об'ємі хмари. Щодо спостережень, серйозною перешкодою тут є те, що зазвичай (наприклад, під час дослідження молекулярних ліній) видно проєкцію всієї хмари на небесну сферу, тобто вимірюється не радіальний розподіл густини маси в об'ємі хмари, а розподіл стовпця речовини в перерахунку на одиницю площі. Поряд з цим умови збудження молекул розрізняються в різних місцях хмари, тому перерахунок із потоку випромінювання в щільність є неоднозначним. Як наслідок для хмари зі складною структурою дуже непросто відновити функцію розподілу густини, але можна провести теоретичні розрахунки.

Радіальний розподіл CO у галактиках. Результати дослідження розподілу CO у Галактиці свідчать, що молекулярні хмари концентруються у кільцевій зоні від 4 до 8 кпк від центру (рис. 3.1). Кільце містить приблизно 6000 гігантських молекулярних хмар, переважно з водню. Маси хмар становлять $10^5\text{--}10^6 M_\odot$, середня густина — $\sim 200 \text{ см}^{-3}$, діаметр — 20—80 пк, товщина — 0,06 кпк (напівширина), $T_{MC} = 10 \text{ К}$, $n_{H_2} = 20 \text{ см}^{-3}$. Зауважимо, що співвідношення між кількістю молекул CO і H_2 точно не виміряно. Ймовірно, воно розрізняється не тільки для різних галактик, а й в різних частинах нашої Галактики. Зазвичай вважають, що на кожну молекулу ^{13}C припадає близько мільйона молекул H_2 , але точне значення коефіцієнта переходу ще не встановлено, тому оцінка маси молекулярних хмар у різних дослідників може розрізнятися в 2—3 рази, що є прийнятним.

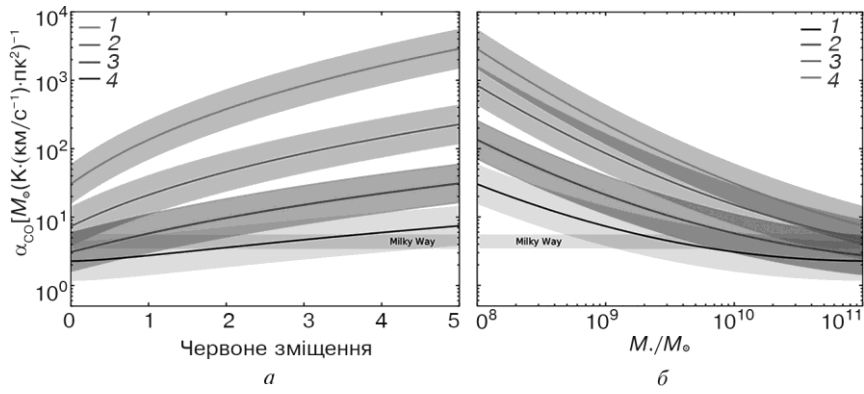


Рис. 3.2. Залежність коефіцієнта перетворення α_{CO} від червоного зміщення (еволюційна залежність) для галактик із зореутворенням різних мас. Ширини кольорових смуг — комбіновані похибки з відношення маса—металічність (а) та α_{CO} —металічність співвідношень (б). Середнє значення для нашої Галактики показано на блакитній горизонтальній смугі (5) на обох рисунках (Heintz et al., 2021):

а — 1 — $M_* = 10^8 M_\odot$; 2 — $M_* = 10^9 M_\odot$; 3 — $M_* = 10^{10} M_\odot$; 4 — $M_* = 10^{11} M_\odot$; б — за z : 1 — 0; 2 — 1; 3 — 3; 4 — 5

Зокрема, Heintz et al. (2021) досліджено розподіл СО у галактиках, розташованих на червоних зміщеннях $z > 1$ (рис. 3.2) і в яких відбулися події γ -спалахів (тобто можна зареєструвати дифузне γ -випромінювання). З'ясувалося, що використання емісійної лінії СО при переходах ($3 \rightarrow 2$) і чиннику перетворення α_{CO} , прийнятої для нашої Галактики, призводить до переоцінки мас молекулярних хмар водню для всіх галактик з $M_* < 10^{10} M_\odot$. Запропоновано нове співвідношення для коефіцієнта перетворення з урахуванням формули (3.3) для α_{CO} -металічності та калібрування відношення маса—металічність для галактик із зореутворенням, яке залежить тільки від зоряної маси галактики і червоного зміщення:

$$\log \alpha_{\text{CO}} = 0,121(\log M_* - \log M_z)^2 + 0,359,$$

де параметр M_z є сталим:

$$\log M_z = 2,59 \log(1 + z) + 11,05. \quad (3.5)$$

Розташування молекулярних хмар корелює з розташуванням гарячих молодих зорь, гарячих хмар іонізованого водню, що уз-

годжується з моделлю утворення зорь унаслідок конденсації, в яких молекулярні хмари відіграють велику роль. Ці хмари розпадаються на дрібніші, з яких починаються зоряні асоціації (рис. 3.3). Наявність молекул сприяє охолодженню хмар, оскільки вони легко випромінюють фотони, які народжуються під час переходів між обертальними рівнями молекул, що збуджуються в ході зіткнень. Охолодження сприяє початку гравітаційного стиснення (колапсу) хмари. Крім того, наявність молекул спричиняє хімічні перетворення, які можуть зумовлювати теплові та динамічні нестійкості, що в свою чергу провокують гравітаційну нестійкість, появу центрів конденсації (п. 2.3.5). Такі центри кон-

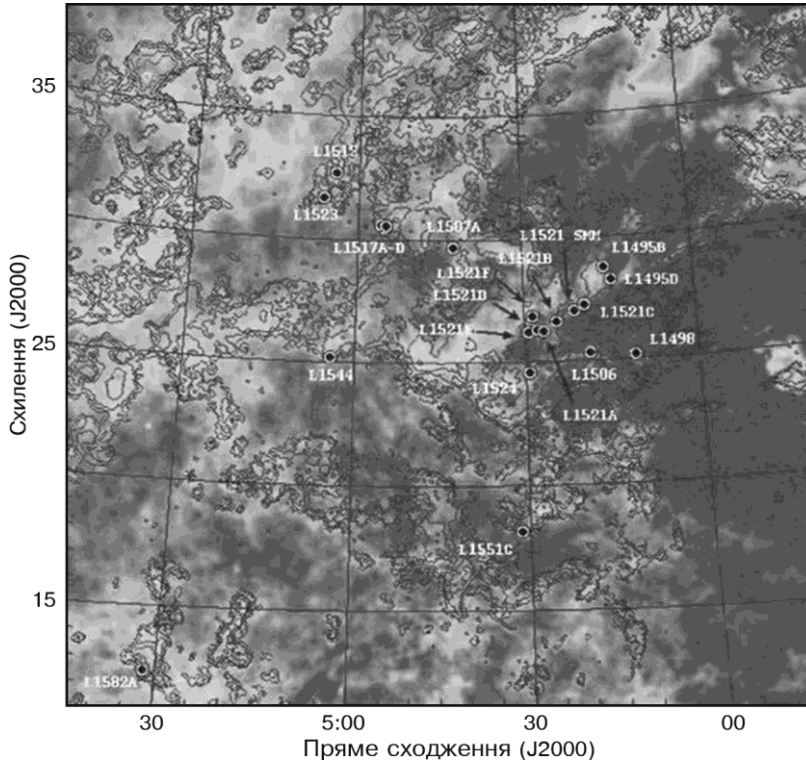


Рис. 3.3. Розподіл молекул CO на карті областей зореутворення в напрямку сузір'я Тільця. Кольором показано випромінювання пилу. Цифри відповідають назвам і розташуванню щільних протозорь (дозоряних ядер) із каталогу темних туманностей Ліндса (LDN, Lynds' Catalogue of Dark Nebulae)



денсації спостерігаються як досить помітна клаптикувата структура хмар, особливо у випадку спостережень у лінії аміаку NH_3 , $\lambda = 1,25$ см. Молекулярний газ як найхолодніша і спокійна складова Галактики рухається майже точно в галактичній площині уздовж кругових орбіт. Тому, знаючи променеву швидкість хмари відносно Сонця, можна досить точно визначити взаємну відстань: адже швидкість руху вздовж кругової орбіти не залежить від часу і однозначно пов'язана з розподілом речовини в Галактиці, що вивчено досить точно.

У молекулярних хмарах Галактики спостерігаються й органічні сполуки. Першою виявлено молекулу формальдегіду H_2CO (1969), найчастіше формальдегід спостерігається на довжині хвилі $\lambda = 6,2$ см. Знаходять також HCN (ціаністий водень), CH_2NH (метанімін), CH_3NH_2 (метіламін), H_2S (сірководень), C_2H_2 (ацетилен), HCOOH (мурашина кислота) та інші багатоатомні сполуки, зокрема 13-атомну молекулу HC_{11}N (ціанодекапентин), зареєстровану в радіодіапазоні на $\lambda = 1,3$ см (1981). Ці молекули — будівельний матеріал для складніших амінокислот — шлях для зародження біологічного життя. Як свідчать розрахунки В.І. Гольданського, з найпоширеніших легких елементів (H, C, N, O) за наднизьких температур синтезуються насамперед оцтова кислота і сечовина, а в багатьох схемах пребіологічної еволюції розглядається взаємодія саме цих сполук.

В інших галактиках є різні типи профілів розподілу CO. У галактиці Sc на відміну від Чумацького шляху, де є кільце в межах 4—8 кпк (рис. 3.1), видно тільки спадання концентрації від центру до периферії. У частини галактик Sb/Sbc спостерігається депресія в центрі. У галактик типу Sa поведінка така сама, як у Sc: пік у центрі та монотонне спадання до краю (рис. 3.4).

У 1997—1999 рр. проведено спостереження з використанням міліметрового інтерферометра BIMA (Berkeley-Illinois-Maryland Association; Північна Каліфорнія; Welch et al., 1996), конфігурація антен якого дає змогу змінювати базу від 7,6 до 90 м. Як наслідок було отримано CO-огляд 44 галактик (BIMA Survey Of Nearby Galaxies), нахилених не більше ніж на 70° , із типовим розрізненням $6''$ (Гельфер (Реган) та ін., 2001; Helfer T.T. et al., 2001; arXiv:astro-ph/0107211). Автори огляду зауважили деякі особливості розподілу молекулярного газу CO у спіральних галактиках:

- Карти розподілу молекулярного газу є більш неоднорідними (на масштабах до кілопарсеків) порівняно із зоряним населенням.

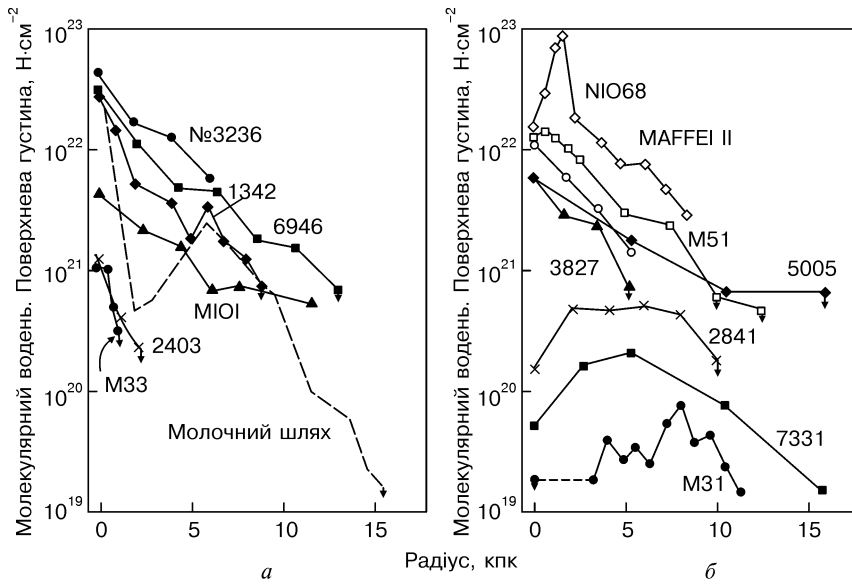


Рис. 3.4. Радіальний розподіл інтегральної густини CO, зведений до положення пласом, для шести Sc-галактик (які близькі до положення пласом) (а) (див. рис. 2 з праці Янг і Сковіл, 1991) та для восьми Sb/Sbc-галактик (які близькі до положення пласом) (б). Розподіл CO для M31 зменшено в 5 разів. Для п'яти з цих галактик властива центральна депресія вмісту CO

- Радіальний розподіл поверхневої яскравості CO-емісії (див. формулу (3.2)) відображає клаптикуватий розподіл молекулярного газу на масштабах до декількох сотень парсеків. Це відрізняється від гладкого радіального розподілу яскравості від зорь, навіть на найменших масштабах, незважаючи на контрасти в азимутальному розподілі.

- Радіальний розподіл CO-яскравості неможна описати моделлю експоненціального диска; розподіл краще описує двокомпонентна модель «диск + балдж».

- Відношення CO-яскравості до яскравості у *K*-смузі виявляє слабку залежність від морфологічного типу. З огляду на те, що світність у *K*-смузі добре відслідковує зоряні маси, маємо слабку залежність від типу відношення CO-яскравості до зоряної маси.

Ці особливості прийнятні і для розподілу молекулярного водню. Іншими словами, для дисоціації молекули водню, яка має високий ступінь симетрії, потрібна енергія 4,5 еВ або більша



(така енергія в квантів на $\lambda < 2756 \text{ \AA}$). Руйнування молекул водню відбувається наступним чином. Квант, зокрема з енергією 11,2 еВ, переводить один із електронів молекули в збуджений стан. Зворотний перехід в основний стан зазвичай супроводжується випромінюванням такого самого кванта, але іноді енергія молекули витрачається не на його випромінювання, а на збудження внутрішніх коливань молекули, які закінчуються її розпадом. Тому умовно можна вважати, що енергія розпаду молекули H_2 становить 11,2 еВ. Енергія дисоціації молекули CO є майже такою самою (11,1 еВ). Тоді обидві молекули існують і руйнуються практично за однакових фізичних умов областей міжзоряного середовища. Отже, там, де зареєстровано молекулу CO , обов'язково присутній і молекулярний водень.

Особливості розподілу CO у перетнутих спіралях. У спіральних галактиках з оптичним баром, які досліджувалися щодо розподілу молекулярного газу (M83, NGC 1097, NGC 1365 та ін.), емісія CO явно збільшена уздовж бара. Однак є приклади, коли CO -бар перпендикулярний до оптичного бара (NGC 3351). Деякі галактики, які в оптичному діапазоні не виявляють морфології з баром, мають витягнутий CO -розподіл. Спостереження CO з високою розрізненістю у галактиках IC 342 та NGC 6946 засвідчують наявність CO -бара в центральній області порядку декількох кутових мінут. Результати цих спостережень узгоджуються з теоретичним прогнозуванням того, що вздовж бара відбувається перенесення газу до центральної частини галактики.

Гігантські молекулярні хмари. Як відомо, молекулярні хмари можуть мати різну масу: від одиниць мас Сонця (дрібні, найчастіше фрагментові частини більшої молекулярної хмари, в якій відбулися процеси конденсації речовини з утворенням протозорь) до мільйонів мас Сонця. Їх називають гігантськими молекулярними хмарами, а нижньою межею маси вважають $5 \times 10^4 M_{\odot}$. Огляди галактичного диска в лінії випромінювання молекули CO (див. зокрема рис. 3.1, 3.2 і 3.3 для нашої Галактики) і підрахунок хмар різної маси свідчать, що диференційний спектр мас (розподіл хмар за масою) має степеневий характер: $dN_{MC}/dM_{MC} = AM_{MC}^{\alpha}$ (A — стала, що залежить від повної кількості хмар, які потрапили в огляд, α — показник степеня (рис. 3.5). Як бачимо, $\alpha = -1,55 \pm 0,10$, але для простоти приймаємо $\alpha = -3/2$. Розподіл зорь за масою описується подібною степеневою функцією з $\alpha = -2,4$, що свідчить про стрімке зростання кількості ма-

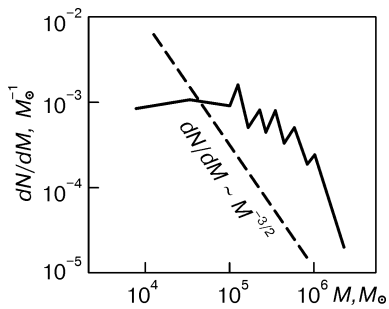


Рис. 3.5. Диференційний спектр мас молекулярних хмар. Найбільш повними є дані для діапазону мас $M_{\odot}^3 - 5 \times 10^4 M_{\odot}$, в якому маси добре апроксимуються степеновою функцією (штрихова лінія)

ломасивних зорь і про їх вагому складову в загальній масі видимої матерії в галактиках (п. 2.3.1).

Спектр мас молекулярних хмар свідчить, що більша частина холодного молекулярного газу (майже 90 %) міститься в гігантських холодних молекулярних хмарах (табл. 3.3; Сурдін, Ламзін, 1992; рис. 3.6). Розрізняють дві підсистеми: холодні (кінетична температура газу $T_{MC} = 5-10$ K) і теплі ($T_{MC} = 11-30$ K) гігантські молекулярні хмари. Маса холодних хмар є порівняно меншою і вони заповнюють увесь диск Галактики як рукава, так і міжрукавний простір. Їх називають населенням диска. Теплі хмари асоціюють у просторі з областями іонізованого водню НІІ, з гарячими О-В зорями, із залишками спалахів наднових. Саме вони є головним резервуаром для областей зореутворення (рис. 3.7). Вони розподілені по диску Галактики дуже нерівномірно, їх відносять до населення спіральних рукавів.

Гігантським молекулярним хмарам властива складна структура (рис. 3.6), але на відміну від маломасивних молекулярних хмар тиск газу не відіграє вирішальної ролі у підтримці їх рівноважного стану. Розширення хмар стримується самогравітацією, яка протидіє динамічному тиску великомасштабних потоків речовини, що рухаються з надзвуковою швидкістю 2—10 км/с (табл. 3.4). Зіткнення таких потоків породжує ударні хвилі, в яких їх кінетична енергія миттєво перетворюється на теплову і випромінюється. Джерелом постійного підве-

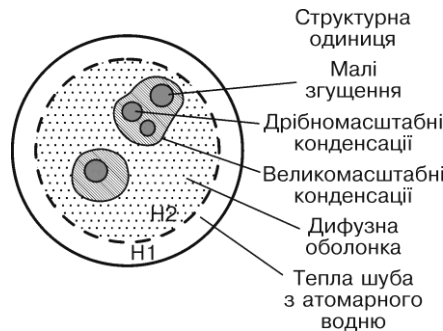


Рис. 3.6. Схематичне зображення структури гігантської хмари молекулярного газу

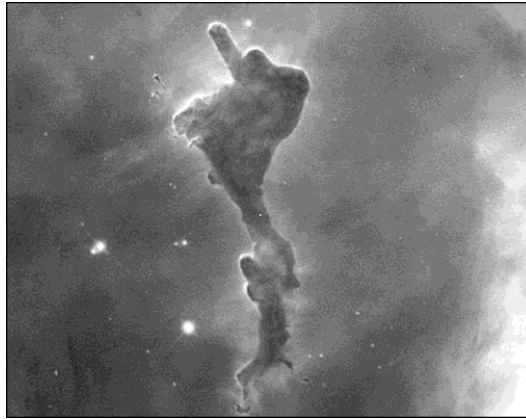


Рис. 3.7. Гігантська хмара молекулярного водню, що відокремилася від туманності Кіля. Червоний колір — області, де нещодавно сформувалися зорі (ESA/Hubble/NASA; Hubble Heritage Team (STScI/AURA); Walborn (STScI), Barb  (La Plata Obs.), 1999)

дення енергії є взаємні зіткнення з хмарами меншої маси, які відбуваються приблизно раз на мільйон років.

Оскільки це великомасштабні потоки і їх розмір можна порівняти з розміром самої гігантської хмари, то вважається, що за час життя потік може не більше за один раз перетнути хмару перш ніж він зіткнеться з подібним йому потоком і його існування припиниться. Якщо радіус типової хмари $R_{MC} = 20$ пк, а швидкість потоку $v = 9$ км/с, то необхідний для цього час становить $t = 2R_{MC}/v = 5 \cdot 10^6$ років. За повної кінетичної енергії газу в хмарі $6 \cdot 10^{50}$ ерг для забезпечення досить швидкого руху газових потоків до хмари необхідно підводити енергію потужністю

Таблиця 3.3. Параметри гігантських молекулярних хмар

Параметр	Середнє значення	Діапазон значень
Маса $M_{\odot}$	$5 \cdot 10^5$	$5 \cdot 10^4 - 5 \cdot 10^6$
Радіус, пк	20	10—50
Середня густина, H_2/cm^3	300	100— 10^3
Температура, К	10	5—30
Гравітаційна енергія зв'язку GM^2/R , ерг	10^{51}	$10^{50} - 10^{52}$
Енергія дисоціації молекулярного водню, ерг	$2 \cdot 10^{52}$	$3 \cdot 10^{51} - 10^{53}$
Швидкість утікання з поверхні, км/с	15	10—20
Швидкість турбулентного руху газу всередині хмари, км/с	9	2—17
Характерний час життя, роки	10^8	$10^7 - 10^9$
Індукція магнітного поля, Гс	$5 \cdot 10^{-5}$	$(2-10) \cdot 10^{-5}$

Т а б л и ц я 3.4. Фізичні параметри основних структурних елементів гігантських молекулярних хмар (Сурдін, Ламзін, 1992)

Фізичний параметр	Малі згущення	Дрібно-масштабні конденсації	Велико-масштабні конденсації	Вся хмара	Оболонка НІ
Маса $M_{\odot}$	1	10^2-10^3	10^4	10^5-10^6	10^5
Радіус, пк	0,1	1	1—10	10—100	50
Температура, К	20	20	20	10	50
Густина, $\text{H}_2/\text{см}^3$	10^4-10^5	10^4	$5 \cdot 10^3$	300	100 (Н)
Гравітаційна енергія зв'язку, ерг	10^{42}	$10^{45}-10^{47}$	$10^{48}-10^{49}$	$10^{50}-10^{51}$	10^{49}
Енергія дисоціації молекул, ерг	10^{47}	$10^{49}-10^{50}$	10^{51}	$10^{52}-10^{53}$	—
Час вільного колапсу, роки	$(1-4) \cdot 10^5$	$4 \cdot 10^5$	$5 \cdot 10^5$	$2 \cdot 10^6$	$5 \cdot 10^6$

$4 \cdot 10^{36}$ ерг/с. Це самозабезпечується в процесі народження масивних зорь, під час якого енергія викидів газу може становити до $4 \cdot 10^{37}$ ерг/с, а процес зореутворення в гігантській молекулярній хмарі може деякий час підтримувати її відносну рівновагу, врешті-решт призводячи до її руйнування.

Зауважимо, що тонка структура молекулярних хмар є дуже складною за наявності надзвукових турбулентних рухів газу, які створюють численні потужні ударні хвилі. Такі хвилі стискають газ, перетинаються, формуючи фрагментарну картину зі щільних і більш розріджених областей. При цьому збільшення температури у випадку стискання газу компенсується втратами його енергії, що зростають за рахунок випромінювання. У ході розрахунків зазвичай вважається, що стан газу є ізотермічним, тобто тиск залежить тільки від його густини. У найщільніших і найкомпактніших областях молекулярної хмари має значення самогравітація газу, і динаміка газу визначається вже не турбулентністю, а тяжінням. У цих областях починається колапс газу в ще щільніші зони (ядра) конденсації, де зрештою формуються зорі.

Космічні мегамазери. Нагадаємо, що термін *мазери* пішов від акроніма *Microwave Amplification of Stimulated Emission of Radiation* — підсилення мікрохвиль за допомогою індукованого випромінювання. Перший лабораторний мазер створено в 1951 р.

Космічні мазери — це небесні тіла, що є потужними джерелами мікрохвильового когерентного (індукованого) випроміню-



вання (переважно в ІЧ- і радіодіапазоні). Джерелами такого випромінювання є молекулярні хмари, комети, планетарні та зоряні атмосфери. Перший космічний мазер, гідроксил ОН, відкрито у 1965 р. під час спостережень молекулярних хмар в туманності Оріона (рис. 3.17), Стрільці В2, туманностях W3 і W49 на довжині хвилі $\lambda = 18$ см (Weaver et al., 1965).

Якщо світність мазерів у інших галактиках на 6 порядків перевищує світність галактичних мазерів, їх називають мегамазерами. Іноді для менш потужних мазерів вживають термін кіломазери. Розрізняють мегамазери за молекулами, в лініях яких відбувається мазерне випромінювання, зокрема — двоатомні молекули монооксиду кремнію SiO (7,0 мм — 2,3 мм), метилідину СН (спостерігається в оптичному діапазоні) та гідроксила ОН (18,6 см — 2,2 см), чотириатомна молекула формальдегіду H_2CO (6,2 см), триатомна молекула водяної пари H_2O (1,35 см).

Перший мегамазер задетектовано у галактиці Arp220 (Банн та ін., 1982). Реєструвалися мегамазери в ІЧ-оглядах галактик, виконаними супутником IRAS (Стевелі-Сміт та ін., 1987). Мегамазери знаходяться у ядерних областях активних галактик, зокрема у ядерних областях великих галактик типу ULIRG, що демонструють злипання (Штурм та ін., 1996; Баан і Клокнер, 2006). Їх випромінювання дає можливість вивчати найщільніші області з молекулярним газом. Концентрація частинок газу в мегамазерах становить 10^7 – 10^{11} см $^{-3}$, їх маси в областях зореутворення — 10^{27} – 10^{30} г, тобто порядку мас планет. Накачування ОН-мазерів відбувається ІЧ-фотонами, H_2O — через зіткнення, а випромінювання ОН-мегамазера на $\lambda = 18$ см добре висвітлюється з найщільніших областей галактик. На рис. 3.8 показано мазерну лінію 6-атомної молекули метанолу CH_3OH (деревний або метиловий спирт), отриману під час спостережень області іонізованого водню НІІ і гігантської молекулярної хмари W3(ОН) на телескопі РТ-32 (Золочів, Львівська обл.). До речі, вперше цю лінію зареєстрували в 1970 р. на довжині хвилі $\lambda = 36$ см. Гігантська молекулярна хмара W3 має два ядра розміром 0,5 пк і 0,3 пк та масами відповідно $650 M_\odot$ і $450 M_\odot$.

Центральна молекулярна зона Галактики і надмасивна чорна діра Стрілець А*. У центрі нашої Галактики, як в інших галактиках, знаходиться надмасивна чорна діра — радіоджерело Стрілець А*. Її маса, отримана за орбітальним рухом окремих зорь навколо неї, становить $4 \cdot 10^6 M_\odot$. Світність об'єкта з такою ма-

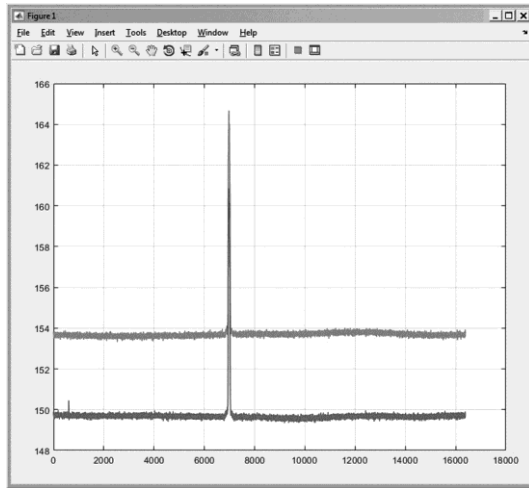


Рис. 3.8. Мазерна лінія метанолу CH_3OH в гігантській молекулярній хмарі W3(OH) з областю іонізованого водню HII, отримана за спостереженнями на радіотелескопі РТ-32 (Золочів, Львівська обл.). Лінія показана в правій і лівій кругових поляризаціях (частота в лабораторній системі відліку — $f = 6668,5192$ МГц, на рисунку ця частота відповідає 8192 відліку). Спектр інвертований, тому спостережуване доплерівське змі-

щення частоти від частоти в лабораторній системі відліку $\Delta f \sim +1,164$ МГц. Це відповідає радіальній швидкості $V_r = +52,368$ км/с

сою може сягати 10^{44} ерг/с — так звана еддінгтонівська світність

(розд. 5)
$$L_{\text{Edd}} = \frac{4\pi G M_{\text{BH}} m_p c}{\sigma_T} \approx 10^{38} \left(\frac{M_{\text{BH}}}{M_{\odot}} \right) \quad (G — \text{гравітаційна ста-}$$

ла, m_p — маса протона, c — швидкість світла, σ_T — переріз томсонівського розсіювання). Але в сучасну епоху такого рівня еддінгтонівської світності від джерела Стрілець А* не спостерігається (зокрема, його Х-світність не перевищує 10^{-9} еддінгтонівської). Сучасні обсерваторії реєструють спалахи від джерела (приблизно раз на день), але і під час спалахів світність залишається малою. Цю активність в ближчу епоху (мільйони років тому) пов'язують із бульбашками Фермі (п. 1.3.1), хоча прямих свідчень, що утворення бульбашок супроводжувалося потужним випромінюванням, немає. Для пошуку свідчень, що джерело Стрілець А* було яскравим в ще більш близьку до нас епоху, використовують сусідство надмасивної чорної діри з гігантськими молекулярними хмарами в центральній зоні Галактики, що має розмір в кілька сотень парсеків.

Холодні молекулярні хмари не є джерелами Х-випромінювання. Проте спостереження телескопа АРТ-П на радянсько-французькій орбітальній обсерваторії «Гранат» в 1990-х роках засвідчують, що карти дифузного жорсткого Х-випромінювання



(з енергією вище за 10 кеВ) «повторюють» карти розподілу молекулярного газу (рис. 3.9, *а*). Японська обсерваторія ASCA виявила лінію на енергії 6,4 кеВ, що випромінюється тими самими хмарами (рис. 3.9, *б*), пізніше Х-випромінювання від молекулярних хмар було зареєстровано обсерваторіями INTEGRAL (Revnivtsev et al., 2004), «Chandra» і XMM-Newton (наприклад, Ponti et al., 2010; Clavel et al., 2010) (п. 1.3.1). Результати, виявлені обсерваторією «Chandra» (рис. 3.9, *в*), чітко демонструють зміну морфології та яскравості окремих ділянок гігантських молекулярних хмар у центральній зоні. Це пояснено в працях Сюняєва, Чуразова, Понті та ін. Воно полягає в тому, що холодна речовина хмар опромінюється потужним зовнішнім потоком Х-фотонів. Жорстке випромінювання пов'язане з розсіюванням на електронах у молекулах водню, а лінія 6,4 кеВ виникає під час іонізації внутрішніх оболонок атомів заліза та подальшого флуоресцентного випромінювання. При цьому розсіяне випромінювання пропорційне інтенсивності випромінювання, що падає, та щільності розсіювального газу. Оскільки сучасні карти розподілу не демонструють досить яскравих джерел Х-випромінювання, здатних забезпечити потрібний потік, то, на думку Чуразова та ін. (2017), таким джерелом є саме надмасивна чорна діра Стрілець А*, а спалах Х-випромінювання стався понад 100 років тому (задовго до появи Х-астрономії). Той факт, що джерело вже згасло, але його випромінювання, розсіяне молекулярними хмарами, продовжує спостерігатися, пов'язане винятково з кінцевою швидкістю поширення світла. У такому припущенні дослідження центральної молекулярної зони дають унікальну можливість як відстежити історію спалахів НМЧД, так і виявити внутрішню тонку структуру гігантських молекулярних хмар Галактики.

Дослідити тонку структуру гігантських молекулярних хмар у центральній зоні Галактики, насамперед побудувати функцію розподілу густини маси з товщиною прошарку 0,2 пк, можна використовуючи Х-випромінювання надмасивної чорної діри як своєрідного підсвічування (Churazov et al., 2017). Така модель може пояснити також, чому темп зореутворення в молекулярних хмарах центральної зони у перерахунку на одиницю маси молекулярного газу на порядок нижчий, ніж у хмарах поза цією зоною. Однією з причин може бути високий рівень турбулентних

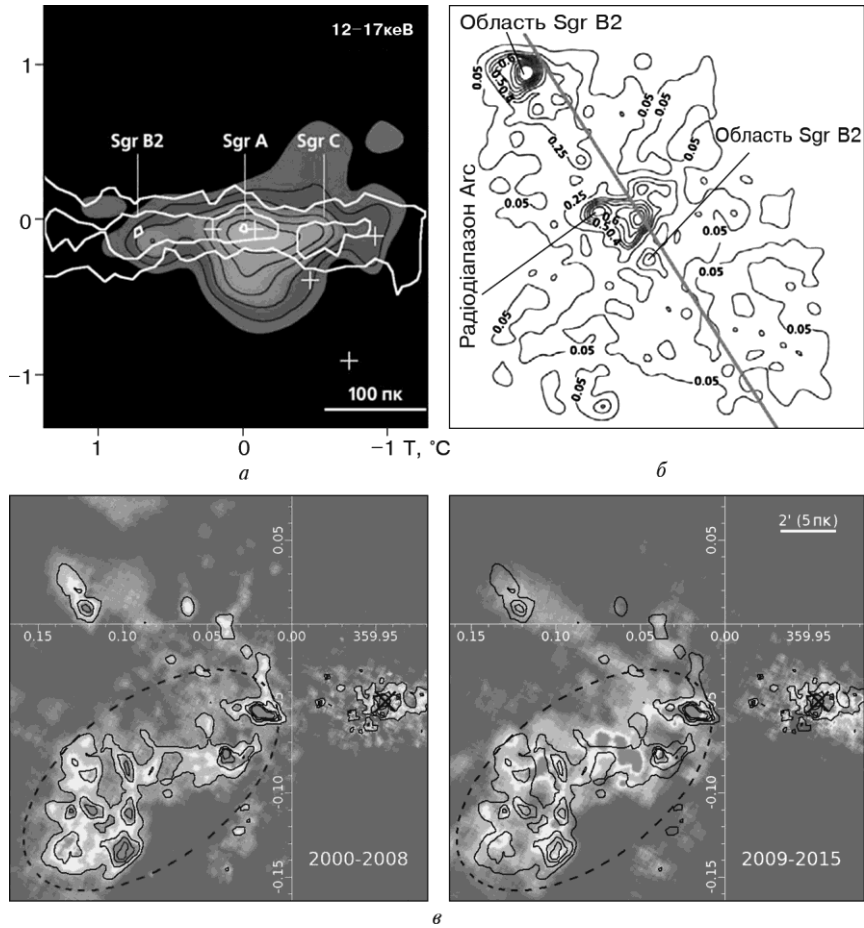


Рис. 3.9. Карта Х-випромінювання, отримана телескопом АРТ-П. Контурами виділено розподіл молекулярних хмар (Sunyaev et al., 1993; Markevitch et al., 1993) (а), розподіл яскравості у флуоресцентній лінії нейтрального заліза на енергії 6,4 keV за даними обсерваторії ASCA (Koyama et al., 1996) (б — червоною лінією показано площину Галактики). Х-зображення центральної молекулярної зони Галактики за даними обсерваторії «Chandra» (2000—2008, 2009—2015 (в, г))

рухів у хмарах центральної зони (про важливість їх урахування йшлося на початку цього підрозділу), а саме — він є настільки високим, що турбулентність не сприяє створенню щільних обла-

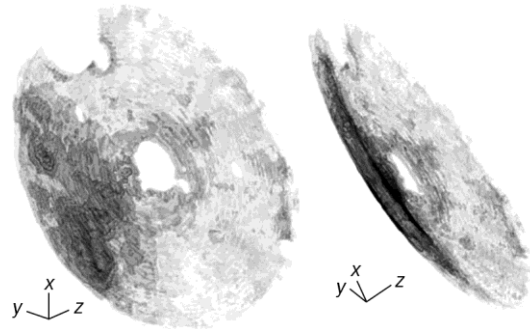


Рис. 3.10. Відновлений тривимірний розподіл тонкої структури холодного молекулярного газу в центральній зоні Галактики за даними X-спостережень у проєкції пласом і з ребра в моделі Чуразова та ін. (Churazov et al., 2017)

стей, а, навпаки, перешкоджає їх виникненню. Перші чисельні розрахунки відтворення 3D-структури розподілу густини маси газу в молекулярних хмарах центральної зони Галактики, базовані на цьому підході, засвідчують узгодженість зі спостережними даними (рис. 3.10), а саму модель нині перевіряють і уточнюють за спостереженнями телескопом eROSITA на російсько-німецькому супутнику «Спектр-РГ».

Зв'язок із атомарним газом. Молекулярний і атомарний газу можуть легко та швидко перетворюватися один на одного. Відношення H_2/HI встановлюється у випадку рівноваги процесів об'єднання атомів у молекули та руйнування молекул короткохвильовим (УФ-) випромінюванням в області $\approx 1000 \text{ \AA}$. Тому масивні зорі, що народжуються в молекулярних хмарах, швидко руйнують молекули, і газ залишається молекулярним лише там, куди не досягає УФ-випромінювання. Значну роль у підтримці молекулярної фази газу відіграє міжзоряний пил, добре перемішаний з газом, оскільки він ефективно поглинає випромінювання, що руйнує молекули. Важливим є також самоекранування молекулярних хмар, коли зовнішні області хмар (або сусідні хмари) створюють свого роду захисну оболонку, затримуючи УФ-випромінювання.

Як свідчать результати спостережень УФ-смуг поглинання H_2 , проведених космічними обсерваторіями «Коперник» і FUSE (п. 1.3.3), газ в молекулярному стані знаходиться переважно в областях, які захищені шаром нейтрального атомарного водню, що містить не менше ніж $\approx 5 \cdot 10^{20}$ атомів у стовпці площею 1 cm^2

(це еквівалентно поверхневій густині $\approx 5M_{\odot} / \text{пк}^2$). І лише за відсутності гарячих зорь у найближчому околі молекулярний газ може існувати і без захисної оболонки (див. рис. 3.6). Пил не тільки екранує газові хмари, а й є високоякісним каталізатором процесу «молекуляризації». Квантовохімічне пояснення існування хімічних реакцій за наднизьких температур 5–10 К полягає в тому, що вони протікають всередині та на поверхні пилинок унаслідок квантово-механічного підбар'єрного переходу, для якого учасникам реакції не потрібна велика кінетична енергія. Дійсно, щоб два атоми нейтрального водню, зустрівшись, утворили молекулу, необхідне «відведення» надмірної кінетичної енергії — інакше зіткнення атомів буде пружним і вони не «зчепляться» в молекулу. Процес гальмування ефективно відбувається на поверхні пилинок, атоми яких приймають на себе надмірний імпульс.

Згідно зі спостереженнями в спіральних галактиках маса молекулярного газу (п. 3.1.1) переважно в декілька разів менша, ніж атомарного, хоча є й такі галактики, де значна частина газу є «молекуляризованою». Це насамперед галактики з великою концентрацією газу в центральній області. У неправильних галактиках відношення маси молекулярного водню до нейтрального водню $M_{\text{H}_2} / M_{\text{HI}}$ у декілька разів нижче, ніж у спіральних. Цей факт можна пояснити, враховуючи меншу металічність неправильних галактик та інтенсивніше зореутворення, оскільки молоді масивні зорі є потужними джерелами УФ-випромінювання, яке розбиває молекули на окремі атоми (водень іонізується в основному сильним УФ-випромінюванням ($\lambda < 912 \text{ \AA}$) О і В зорь усередині зон Стромгрена).

Найбільший огляд близьких 48 галактик у лінії СО виконано в 2000-х роках за допомогою 30-метрового телескопа IRAM (Гранада, Іспанія). Цей огляд — HERA CO-Line Extragalactic Survey (HERACLES) — охоплює широку зону в кожній обраній галактиці (до оптичного радіуса r_{25}), доповнює такі огляди, як THINGS та SINGS, а також дає можливість вивчати молекулярний зореутворювальний газ у галактиках, розподіл речовини (темна і видима) і динаміку та структуру міжзоряного середовища (див. Leroy et al., 2008; Leroy and HERCULES Collaboration, 2012).



3.1.2. Холодний атомарний газ. Нейтральний атомарний водень та вуглець

Зауважимо, що холодний нейтральний атомарний водень НІ (холодне нейтральне газове середовище) температурою (3—100) К не випромінює, знаходиться та вивчається за лініями поглинання випромінювання від тепліших фонових компактних джерел та розпізнається на тлі теплішого випромінювання атомарного НІ. Зокрема, області холодного нейтрального газу простежуються в розподілі речовини спіральних рукавів у комплексі з молекулярними хмарами молекулярного водню. Зауважимо, що в підтримці термостатичних процесів у хмарах атомарного НІ вирішальну роль відіграє іонізований вуглець СІІ ($\lambda = 157 \mu$, ІЧ-діапазон).

У табл. 3.5 подано основні фізичні властивості компонентів холодного міжзоряного середовища. Зазначимо, що холодне міжзоряне середовище є ключовим у формуванні протозоряних областей: перший етап народження зорі (нестабільність Релея—Тейлора) задовольняє умови наявності магнітного поля з індукцією ~ 10 мГс та концентрації електронів у декілька десятків на 1 см^3 .

За межами областей іонізованого водню НІІ концентрація електронів не перевищує $N_e < 1 \text{ см}^{-3}$. Інший найпоширеніший елемент — вуглець ($C/H = 3,7 \cdot 10^{-4}$), потенціал іонізації якого ($E_C = 11,2 \text{ eV}$) менше, ніж у водню ($E_H = 13,6 \text{ eV}$). Це означає, що фотони УФ-випромінювання О- і В-зорь з довжиною хвилі $912 \text{ \AA} < \lambda < 1100 \text{ \AA}$ здатні повністю іонізувати атоми вуглецю, які є головним джерелом іонів і електронів для холодної міжзоряної плазми. До процесів нагрівання за межами НІІ-областей належать: фотоіонізація, фотоелектричне випромінювання дрібних пилинок, фотоіонізація поліциклічної ароматичної молекули водню, турбулентність міжзоряної плазми, космічні промені, переріз'єднання магнітних силових ліній.

Спостереження водню, гелію, вуглецю та деяких інших радіорекомбінаційних ліній (РРЛ) областей НІІ та їх околів проводяться переважно у високочастотному діапазоні довжин хвиль ($\nu > 1 \text{ ГГц}$), що відповідає головним квантовим числам $n > 200$.

Т а б л и ц я 3.5. Основні фізичні параметри компонент холодного порівняно з молекулярними хмарами і областями зореутворення

Назва	Одиниця вимірювання	Холодне атомарне середовище
Густина	см ⁻³	30
Температура	К	100
Індукція магнітного поля (магнітна індукція)	мкГс	10
Характерний розмір	пк	10
Дисперсія швидкостей	км · с ⁻¹	≈3,5
Домінуюча швидкість втрат випромінювальної енергії Λ	ерг · см ⁻³ · с ⁻¹	$5 \cdot 10^{-24}$
Масштаби початку розсіювання енергії турбулентності L_d	а. о.	2,9
Довжина вільного пробігу $\lambda = \frac{1}{\langle n \rangle \sigma}$	а. о.	2
Швидкість звуку (ідеальний газ; γ — показник адіабати) $c_s = \sqrt{\gamma \cdot \frac{k T_K}{\mu m_H}}$	км · с ⁻¹	0,8
Альвенівська швидкість $v_A = \frac{B_0}{\sqrt{4\pi\rho_0}}$	км · с ⁻¹	3,4
Кінематична в'язкість $\nu = \frac{1}{3} \lambda (v_{th})$	см ² · с ⁻¹	$2,8 \cdot 10^{17}$
Тепловий тиск $P_T = \langle n \rangle k T_K$	ерг · см ⁻³	$3 \cdot 10^{13}$
Число Рейнольдса $Re = \frac{lv}{\nu}$	—	$5,7 \cdot 10^7$
Швидкість передачі енергії на одиницю маси у турбулентному каскаді $\epsilon = \frac{1}{2} \rho \langle v_l \rangle^3 / l$	$L_\odot / M_\odot$	$1,5 \cdot 10^{-3}$
Мікрошкала Тейлора $\lambda_T = \sqrt{10} l_d^{1/3} L^{2/3}$	пк	0,34
Турбулентна в'язкість $\nu_t = l \langle v_{lc,KB} \rangle$	см ² · с ⁻¹	$2 \cdot 10^{25}$
Турбулентний тиск $P_t = \frac{1}{3} \langle \rho v_t^2 \rangle$	ерг · см ⁻³	$3 \cdot 10^{-11}$

Запишемо формулу Рідберга:

$$v_n = cZ^2 R \left(1 - \frac{m_e}{M_a} \right) \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{n + \Delta n^2} \right),$$



міжзоряного середовища

Молекулярні хмари	Ядра зореутворення
200	10^4
40	10
20	100
3	0,1
1	0,1
$4 \cdot 10^{-24}$	$3,5 \cdot 10^{-24}$
4	5,7
0,03	$6 \cdot 10^{-4}$
0,5	0,2
2	1,4
$1,8 \cdot 10^{17}$	$9 \cdot 10^{16}$
10^{-12}	10^{-11}
$8,1 \cdot 10^6$	$5,4 \cdot 10^4$
$1,1 \cdot 10^{-4}$	$3,2 \cdot 10^{-6}$
0,38	0,42
$5 \cdot 10^{23}$	$5 \cdot 10^{21}$
$2 \cdot 10^{-11}$	10^{-11}

де c — швидкість світла, Z — ефективний заряд ядра, $R = 13,6056923(12)$ еВ — стала Рідберга, m_e — маса електрона, M_a — маса атома, n та Δn — головне квантове число та його приріст.

Унікальні можливості дослідження холодного атомарного газу надає декаметровий радіодіапазон. Згідно з теоретичними оцінками Шевера, виконаними у 1970-х роках, унаслідок процесів вимушеного випромінювання можливе утворення досить інтенсивних низькочастотних ($\nu = 100\text{—}300$ МГц) ліній водню в холодному дифузному міжзоряному середовищі з температурою і концентрацією електронів відповідно $T_e \sim 100$ К, $N_e \sim 0,03 \text{ см}^{-3}$, яке нагрівається та іонізується космічними та рентгеновськими променями з темпом іонізації водню $\xi_H < 10^{17} \text{ с}^{-1}$ (Shaver, 1975).

Таку програму пошуку гранично низькочастотних спектральних ліній випромінювання міжзоряних збуджених атомів (РРЛ з $n > 600$) започатковано в Україні академіком С.Я. Брауде ще в 1960-х роках (з використанням радіотелескопа УТР-2 (с. Граково, Харківська обл.)).

Інтенсивність ліній вуглецю і водню $\text{Sn}\alpha$ і $\text{Hn}\alpha$ визначається вмістом цих елементів всередині зони Стромгрена. При цьому РРЛ

вуглецю повинні бути слабшими за водневі на три порядки. Проте спостережувані інтенсивності вуглецевих ліній набагато сильніші, ніж інтенсивність водневих ліній, та порівнянні з ни-

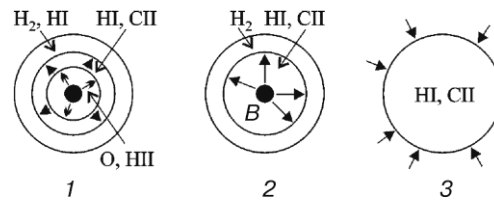


Рис. 3.11. Змодельовані об'єкти міжзоряного середовища, в яких виникають радіорекомбінаційні лінії вуглецю (трикутної форми стрілками позначено УФ-кванти з довжиною $912 \text{ \AA} < \lambda < 1100$):

1 — області НІІ; 2 — темні пилові хмари; 3 — дифузні хмари (Konvalenko et al., 2001)

ми. Таку високу інтенсивність спостережуваних вуглецевих властивостей зумовлює те, що РРЛ вуглецю виникають у холодному міжзоряному середовищі $T_e \sim 100 \text{ K}$ на периферії області НІІ і їхня оптична глибина τ_L тісно корелює з температурою $\tau_L = \frac{1}{T_e^{2.5}}$ (Konvalenko et al., 2021). Модельовані об'єкти міжзоряного середовища, в яких виникають РРЛ вуглецю, подано на рис. 3.11.

Перші РРЛ холодної міжзоряної плазми за програмою пошуку на телескопі УТР-2 виявили наприкінці 1970-х років: до них належать високозбуджені атоми вуглецю з $n \sim 630$, які з'являються під час поглинання на надзвичайно низьких частотах $\nu < 30 \text{ МГц}$ (Konvalenko & Sodin, 1980). Було також відкрито й інші РРЛ, які виникають у випадку квантово-механічних переходів між станами з головним орбітальним числом від $n \sim 630$ до $n > 1000$ (рис. 3.12). Для наочності зауважимо, що діаметр таких збуджених атомів становить $\sim 0,1 \text{ мм}(!)$.

3.1.3. Тепле нейтральне газове середовище. Області атомарного водню

Температура теплого нейтрального газу дорівнює приблизно $10\,000 \text{ K}$. Асоціюється це міжзоряне середовище переважно з теплим атомарним воднем НІ, який випромінює на $\lambda = 21 \text{ см}$. Ця радіолінія відповідає переходу між двома рівнями надтонкої структури атомарного водню, зумовленої взаємодією повного моменту електрона (орбітальний + спіновий) зі спіном ядра (власним моментом).

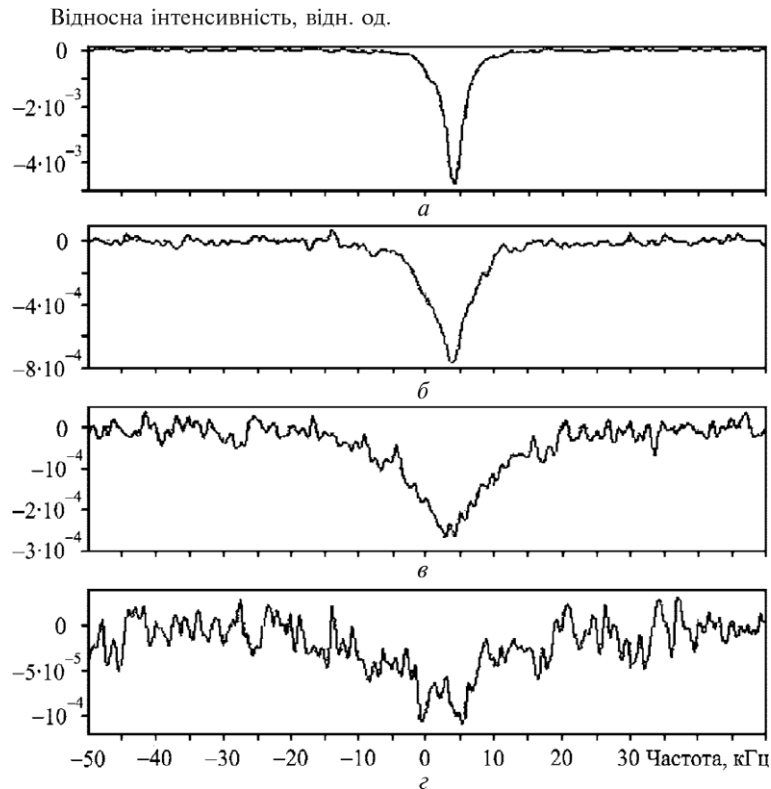


Рис. 3.12. Рекомбінаційні лінії високозбуджених міжзоряних атомів, які відповідають великим значенням головного квантового числа n (Коноваленко, 2017):

$a - \Delta n = 1, n = 631$; $б - \Delta n = 2, n = 795$; $в - \Delta n = 3, n = 910$; $г - \Delta n = 4, n = 1009$

На принципову можливість спостереження в радіолінії 21 см уперше вказав нідерландський астроном (який тоді працював у США) ван де Хюлст (1945). Перші спостереження в Галактиці були проведені у 1951 р. майже одночасно у США (Ювен і Персел, 1951), Нідерландах (Мюллер і Оорт, 1951) та Австралії (Христіансен і Гіндман, 1952). У праці австралійських вчених було вперше підтверджено спіральну структуру Галактики за радіоспостереженнями нейтрального водню. У 1953 р. було проведено перші позагалактичні спостереження в лінії 21 см у туманності Андромеди М31 та Магелланових

хмарах (Керр та ін., 1954; у Хмарах), а наприкінці 1950-х років розпочалися перші систематичні огляди галактик у цій лінії з використанням радіотелескопів різних діаметрів (Raimond and Volders, 1957; Volders, 1959; Volders & Hogbom, 1961), які тривали декілька десятиліть (Roberts, Haynes, 1994). Пізніше радіоогляди, виконані телескопами апертурного синтезу, дали змогу виявляти розподіл НІ з кутовим розрізненням від декількох кутових мінут (ранні огляди, Baldwin et al., 1971) до декількох кутових секунд (Walter et al., 2008). На сьогодні спостереження в лінії 21 см є одним із головних методів досліджень тонкої структури галактик, визначення їх маси та вмісту темної матерії (Sanders, 2010), зокрема найбільші огляди WHISP (van der Hulst et al., 2001) та THINGS (Walter et al., 2008) містять інформацію про більш ніж 500 галактик.

Основними завданнями спостережень галактик у лінії 21 см є визначення маси атомарного водню в галактиках, його просторового розподілу та кривої обертання галактик. У нашій Галактиці атомарний водень зосереджений у тонкому диску напівшириною в середньому 0,12 кпк; товщина диска зростає до краю Галактики. Всередині диска розподіл нерівномірний, більша його частина знаходиться у рукавах, від $5 < R < 13$ кпк середня маса на одиницю поверхні змінюється несуттєво, від 14 кпк — маса зростає, а потім при $R > 15$ кпк стрімко спадає. Так само швидко зменшується маса атомарного водню в центральній частині при $R < 4$ кпк.

Особливості радіовипромінювання в радіолінії 21 см можна охарактеризувати так: області НІ нейтрального водню поширюються далеко за видимі (оптичні) межі галактик, до двох видимих радіусів r_{25} і більше; в межах оптичного радіуса знаходиться основна маса водню ($\sim 2/3$), а $1/3$ — поза його межами; якщо галактика має сильний радіоконтинуум, тобто міжзоряне середовище містить більше іонізованого водню, то випромінювання в лінії 21 см є слабким; області нейтрального водню зосереджені ближче до периферії галактики, в центральній частині менше теплового атомарного водню НІ, а іноді він майже відсутній (рис. 3.13).

Вимірювання стовпчикової густини та маси теплового атомарного водню за картами його розподілу. Зі спостережень НІ у галактиках отримується набір зображень НІ для серії частот ν (тобто доплерівських швидкостей), які визначаються спектральною

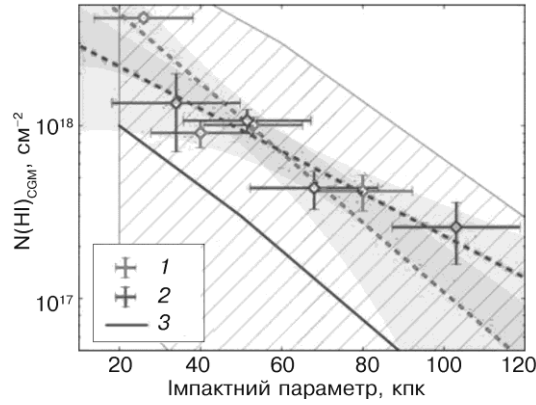


Рис. 3.13. Профіль розподілу стовпкової густини теплового атомарного водню HI, усередненого з двох боків диска галактик NGC 891 (1; червоний колір) і NGC 4565 (2; зелений колір). Заштрихована ділянка — діапазон $N(\text{HI})$ за даними огляду зорь із активним зореутворенням COS-Halos (3) (Prochaska et al., 2017). Крок картографування дорівнює 22 ± 7 кпк для NGC 891 та 36 ± 8 кпк для NGC 4565 (Sanskriti et al., 2020)

розрізненістю та частотою ν_i спостереження. Кожне зображення дає розподіл яскравості в лінії HI за певної доплерівської швидкості. Можна побудувати радіальний профіль HI, інтегруючи за всіма швидкостями, та визначити стовпкову густину розподілу HI. Зважаючи на те, що HI в галактичних дисках є переважно оптично тонким, стовпкову густину N_{HI} можна визначати безпосередньо за виміряною яскравісною температурою випромінювання HI з використанням такого рівняння:

$$N_{\text{HI}} \text{ см}^{-2} = 1,823 \cdot 10^{18} \int \frac{T_B(\nu)}{K} \frac{d\nu}{\text{км/с}}, \quad (3.6)$$

де яскравісна температура $T_B(\nu)$ пов'язана з потоком випромінювання $F(\nu)$ і площею променя (Ω_B) як

$$T_B(\nu) = 606 \left(\frac{\lambda}{21,1 \text{ см}} \right)^2 \frac{F(\nu) \text{ мЯн}}{\Omega_B \text{ }^{\circ}^2}. \quad (3.7)$$

Отже, картографуючи галактику в лінії 21 см, отримуємо розподіл променевих швидкостей теплового атомарного водню, за якими можна розрахувати криву обертання галактики і повний розподіл маси в ній. Чим вище стовпкова густина газу для пев-

ної області галактики, тим більшим є темп зореутворення в ній (рис. 3.11, підрозд. 3.4). Стовпчикова густина N_{HI} є інтегралом за всіма швидкостями всіх випромінювальних атомів водню вздовж променя зору в одиницю розрізненості. Нагадаємо, що розрізненість визначається мінімальною кутовою відстанню між об'єктами, які телескоп може розрізнити окремо. Зазвичай стовпчикову густину N_{HI} визначають, обчислюючи 0-й момент вимірюваних HI профілів, моменти вищого порядку також можна обчислити і параметризувати радіальну швидкість (1-й момент) та дисперсію швидкості (2-й момент). Для поліпшення цих параметрів, фітуючи профіль розподілу HI, використовують гауссіан або ортогональні поліноми Ерміта (Noordermeer et al., 2005; Swaters et al., 2002). Для типової кутової розрізненості телескопів THINGS і WHISP у декілька кутових секунд стовпчикова густина становить не більше ніж $N_{\text{HI}} \sim 10^{20} \text{ см}^{-2}$.

За формулами (3.6) і (3.7) можна отримати повний потік випромінювання (як для всієї галактики, так і для окремих її частин) у радіолінії 21 см, а отже, і повну масу галактики, враховуючи відстань D до неї, як

$$\frac{M_{\text{HI}}}{M_{\odot}} = 236 \left(\frac{D}{\text{Мпк}} \right)^2 \cdot \int \frac{F(v)}{\text{МЯн км/с}} dv. \quad (3.8)$$

Точка повороту на кривих обертання галактики знаходиться приблизно посередині того радіуса, де «закінчується» водень. Для галактики малих розмірів, менших за ширину пелюстка діаграми направленості антени, вимірюють повний потік $F(v) =$

$$= \int_0^{\infty} I_v dv \approx \int_{V_1}^{V_2} I_v(V) dV, \text{ де виконано перехід до інтегрування за}$$

швидкостями, що відповідають граничним частотам лінії 21 см. Частіше використовують спеціальні одиниці вимірювання потоків — Янський ($1 \text{ Ян} = 10^{-26} \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{Гц)}$), відповідно потік визначають у $\text{Ян} \cdot \text{м/с}$. Повну потужність $S(v)$ випромінювання знаходять інтегруванням за тілесним кутом за умови ізотропного випромінювання $S(v) = 4\pi r^2 F(v)$. Отже, для повного потоку, пропорційного концентрації атомів водню, для маси галактики, виміряної за потоком у радіолінії 21 см, скорочено можна записати $M_{\text{HI}} \propto D^2 F(v) M_{\odot}$. У логарифмічному вигляді використовують таку формулу (див. книга 1, підрозд. 8.6):

$$\log(M_{\text{HI}} / M_{\odot}) = \log F(\nu) + (2 \log D \text{ Мпк}) + 5,37. \quad (3.9)$$

У випадку поглинання HI ситуація є складнішою, оскільки потрібно враховувати оптичну глибину τ та задавати максвеллівський розподіл $P(\nu)$ за швидкостями:

$$\tau(\nu) = 5,49 \cdot 10^{-14} \frac{N_{\text{HI}}}{T_s} P(\nu), \quad (3.10)$$

$$P(\nu) = \frac{1}{b\sqrt{\pi}} e^{\left(-\frac{\nu}{b}\right)^2}, \quad b = \sqrt{\frac{2kT_k}{m_{\text{HI}}}}, \quad (3.11)$$

де T_s і T_k — відповідно спінова та кінетична температури HI. Оскільки оптична глибина залежить від стовпчикової густини N_{HI} та спінової температури, то інтерпретувати вимірювання лінії поглинання однозначно неможливо. Це обмеження можна зняти за наявності незалежного вимірювання HI-випромінювання вздовж того самого променя зору.

Вертикальний розподіл густини газу та його вертикальний рух у дискових галактиках. На рис. 3.14 зображено карту розподілу нейтрального водню для галактики NGC 891, що спостерігається з ребра, у суперпозиції на її оптичне зображення. Радіоемісія у вертикальному напрямку простежується до 6 кпк з обох боків. При цьому важко вказати, де закінчується тонкий газовий диск, а де починається гало галактик. Ця складність зумовлена тим, що спостереження галактик із ребра, як і у випадку NGC 891, дає уявлення про вертикальний розподіл нейтрального водню, а спостережувані пласом галактики безпосередньо не дають такого уявлення. Відділити водень гало від водню диска можна за полем швидкості обертання — речовина гало є набагато менш рухомою (від 25 до 100 км/с, тоді як газ у площині галактики рухається зі швидкістю декілька сотень кілометрів за секунду). Згідно з оцінюванням гало цієї галактики містить 15 % всього водню або 0,3 % всієї маси NGC 891, що становить $6 \cdot 10^8 M_{\odot}$. Така мала частина газу, найімовірніше, визначається активним зореутворенням та пов'язаною з ним циркуляцію газу з диска в гало та навпаки (гіпотеза «галактичного фонтана», Bregman, 1980).

Існування гало HI навколо галактик, виявлене наприкінці 1970-х років за лініями поглинання у напрямку яскравих зорь у Магелланових Хмарах (Savage, de Boer, 1979), пов'язане з існуванням масивних корон, які часто називають теплим іонізова-

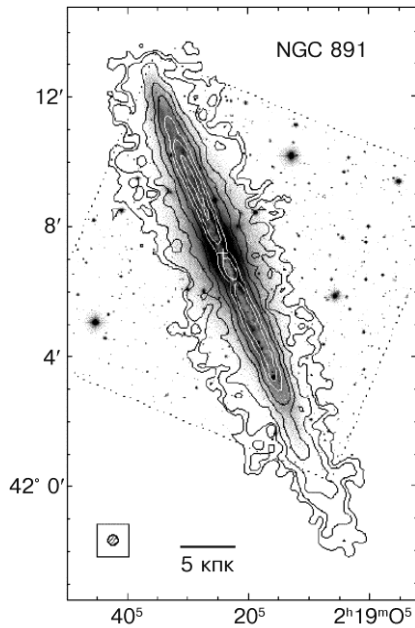


Рис. 3.14. Карта розподілу НІ в галактиці NGC 891, накладена на оптичне зображення (Свотерс та ін., 1997), яка наглядно демонструє вертикальні рухи нейтрального водню, що простежуються до гало

ним середовищем або дифузно-іонізованим газом. Вважається, окрім механізму «галактичного фонтана», цей компонент міжзоряного середовища галактик (гало НІ) поповнюється за рахунок зоряних вітрів і вибухів наднових. Подібне явище, виявлене разом із товстим диском НІ та гало НІ, — це наявність газових комплексів поза тонким диском НІ, які рухаються зі швидкістю, що відрізняється від загального обертання в галактиках (M101,

NGC 6946), або газових комплексів над диском галактик, видимих з ребра (NGC 891, рис. 3.15). Рух цих комплексів пояснюється, окрім механізму «галактичного фонтана» та процесів зорутворення, акрецією міжгалактичного газу в зовнішні частини галактик та ефектами припливної взаємодії.

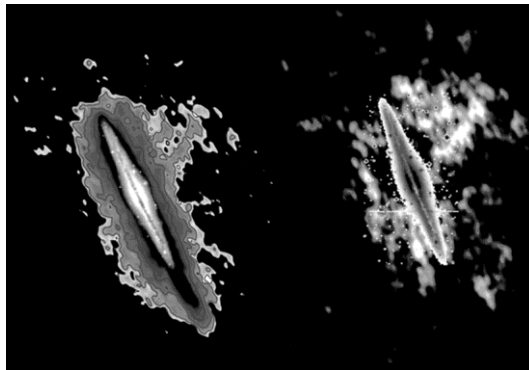
Маса таких зовнішніх комплексів НІ зазвичай становить $\sim 10^8 M_{\odot}$ або менше за 10 % загальної маси атомарного водню НІ у типовій дисковій галактиці. Умовою виявлення таких зон НІ в галактиці є тривалий час накопичення потоку (100 год роботи синтезуючого телескопа) для отримання одного зображення за певної частоти та подальшого інтегрування цих зображень і визначення основних параметрів розподілу НІ (формули (3.5), (3.7), (3.8), (3.10)). Верхня межа стовпчикової густини спостережних програм WHISP і THINGS становить $N_{\text{HI}} \sim 10^{20}/\text{см}^2$. З метою виявлення таких структур у 2011—2020 рр. виконувався огляд в емісійній лінії НІ з вищою розрізненістю за проектом HALOGAS (WSRT Hydrogen Accretion in LOcal GALaxieS) із задіянням Вестерборкського інтерферометра WSRT. Перший реліз цього огляду опубліковано в 2020 р. (<https://www.astron.nl/halo->

gas/index.php), де міститься інформація про інтегровану інтенсивність, стовпчикову густину і середню швидкість НІ близьких 20 спіральних галактик.

Приклади галактик на рис. 3.14—3.17 демонструють також, що у внутрішніх частинах дискових спіральних галактик розподіли в лінії 21 см добре відстежують структуру у видимому діапазоні (спіральні рукава, сегменти спіральних рукавів, філаменти тощо). У зовнішніх частинах найяскравіші структури НІ відповідають областям зореутворення (зокрема, зображення NGC 891 за даними космічної УФ-обсерваторії GALEX). Статистичним аналізом спіральних галактик огляду WHISP виявлено, що понад 60 % із них притаманна асиметрія як просторового розподілу НІ, так і за швидкостями (кінематичного). Однією з причин асиметрії можуть бути прояви припливної взаємодії внаслідок незначного злиття.

Результати детальних досліджень НІ в галактиках раннього типу (лінзоподібні та еліптичні) свідчать, що порівняно з галактиками пізнього типу (спіральні) вони містять менше теплого атомарного водню НІ ($\sim 10^6 M_\odot$) у пропорції як до маси зорь, так і до повної маси галактики. Структура приблизно половини з цих комплексів є дисковою та кільцевою і в них наявні хвости. Витягнуті структури, сформовані під дією припливної взаємодії, особливо проявляються в еліптичних галактиках, що знаходяться

Рис. 3.15. Карта розподілу НІ в галактиці NGC 891, отримана в 2007 р. за допомогою Вестерборкського синтезуючого радіотелескопа (Westerbork Synthesis Radio Telescope, інтерферометра апертурного синтезу). Ліворуч — розподіл НІ, накладений на оптичне зображення (краща розрізненість порівняно з розподілом НІ на рис. 3.13 дає змогу побачити односторонність розподілу), праворуч — розподіл тієї частини НІ, яка не обертається синхронно з галактикою та переважно зосереджена в зовнішніх частинах галактики, маса цих газових комплексів НІ $\sim 10^8 M_\odot$ (Osterloo et al., 2007)



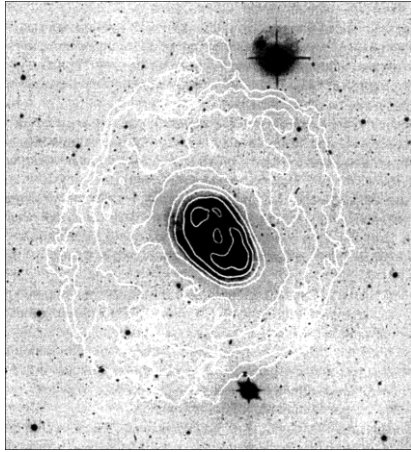


Рис. 3.16. Протяжний HI-диск у спіральній галактиці NGC 157. Світлі лінії однакової інтенсивності випромінювання газу накладено на оптичне зображення галактики, яке є приблизно у три рази меншим

у щільному оточенні, зокрема в скупченні галактик Діва (наприклад, Solanes et al., 2001). Один із найповніших спостережних оглядів з розподілами атомарного водню в 53 галактиках пізнього типу в скупченні Діва (VLA Imaging of Virgo spirals in Atomic gas (VIVA). I.

The Atlas and the HI properties, Chung et al., 2009) отримано з просторовою розрізненістю $15''$ і граничною стовпчиковою густиною $(3-5) \cdot 10^{19} \text{ см}^{-2}$. Цей огляд містить дані про такі характеристики комплексів атомарного водню: повний потік SHI, масу MHI, ширини ліній W20 і W50, швидкості VHI, а також деталі структур HI на різних просторових масштабах цих галактик, які знаходяться в щільному оточенні. Для галактик з низькою поверхневою яскравістю ($M_B > -15^m$) результати, зокрема, дослідження 65 таких галактик з огляду FIGGS (Faint Irregular Galaxies GMRT Survey) засвідчили, що масштаб розподілу HI порівняно з оптичним видимим розподілом збільшується зі зменшенням оптичної світності, що зумовлює збільшення співвідношення M_{HI}/L_B зі зменшенням світності.

Вертикальний рух газу від галактичної площини та до неї спостерігається для великої кількості галактик пласом. Відомі приклади — NGC 628 (Камфуїс і Брикс, 1992), NGC 1058 (Діккі та ін., 1990), NGC 6946 (Камфуїс і Санчисі, 1993). Ці спостереження дали точне визначення дисперсії вертикальних швидкостей, з яких знайдено вертикальні швидкості газу до 50—100 км/с. У деяких випадках такі великі швидкості пов'язуються з газовими «дірами» в диску (Камфуїс і Санчисі, 1993), з цього випливає зв'язок із активністю зореутворення. Такі спостереження галактик пласом не надають, однак, інформації про розподіл газу у вертикальному напрямку.

Наведемо деякі особливості. Якщо лінії однакової інтенсивності випромінювання газу накласти на оптичне зображення галактики, як це показано на рис. 3.16 для NGC 157, то стає очевидним, що розмір оптичного зображення є в три рази меншим. Для близької галактики NGC 2403 з кутом нахилу 60° , радіозображення якої на лінії 21 см приблизно вдвічі більше за оптичне (ця галактика не має видимих іррегулярностей, тому за всіма властивостями вона є зручною для таких спостережень), виміряно одночасно і поле швидкостей газу, і розподіл його густини. Як наслідок виявлено структуру, що наведено на рис. 3.17: крім звичайного розподілу у моделі «газ диска + газ гало» (див. рис. 3.14) існують потоки водню, які називають «бородою» (Schaap et al., 2000; Санчиси та ін., 2001).

Як зазначено на прикладі NGC 891, у галактиках виявлено товстий диск HI та гало HI, які обертаються разом із дисковою галактикою, хоча їхнє обертання сповільнюється зі збільшенням

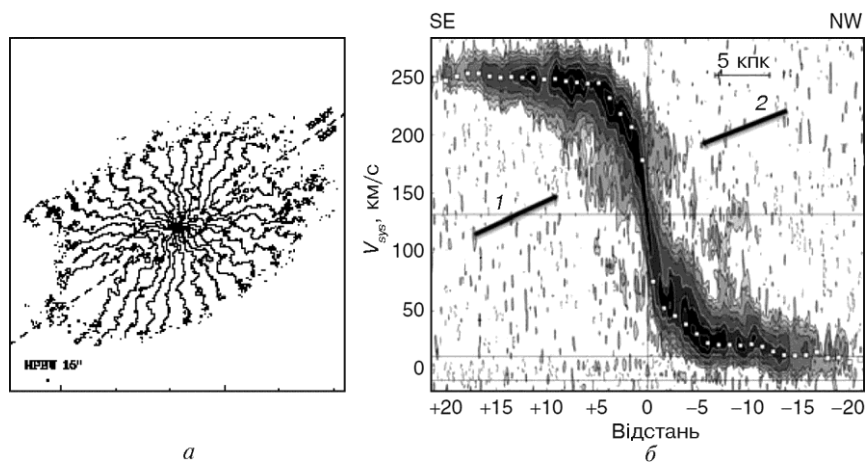


Рис. 3.17. «Борода» розподілу атомарного водню, виявлена в галактиці NGC 2403 (Санчиси та ін., 2001) (а), та ілюстрація ефекту «бороди» в NGC 2403 на діаграмі «геліоцентрична радіальна швидкість газу—відстань уздовж великої півосі галактики» (б). Контурні лінії відповідають $-0,4; 0,4; 1; 2; 4; 10; 20; 40$ мЯн/промінь. Точки білого кольору — проєктована крива обертання галактики, отримана за даними розподілу HI, стрілками вказано області аномальних швидкостей: «борода» (1), що рухається зі швидкістю повільнішою, ніж потрібно на цих відстанях на кривій обертання, та окремі структури HI, які мають «заборонені» швидкості (2), тобто не є типовими для цих галактоцентричних відстаней

висоти над площиною. Це зменшення є надто великим (20—40 км/с), щоб пояснити його лише асиметричним дрейфом. Існування товстого диска (гало) НІ також виявлено в галактик з помірним кутом нахилу, достатнім для картографування вертикальних рухів газу. З уповільненням їх обертання товстий диск обертається повільніше на кілька десятків кілометрів за секунду, що призводить до формування структур типу «борода» (рис. 3.17).

3.1.4. Іонізований газ. Області іонізованого водню

Нині відомо різні типи газових туманностей (оболонки) з емісійними спектрами: області іонізованого водню НІІ, планетарні туманності, залишки наднових, оболонки нових зорь, навколосоряні оболонки, акреційні диски. Емісійні лінії виникають у спектрах газових туманностей, світіння яких спричинюється різними чинниками: ультрафіолетовим випромінюванням зорі, випромінюванням незоряного походження в короткохвильовій частині спектрального діапазону, ударними хвилями.

Іонізований газ є гарним індикатором областей зореутворення, оскільки його виробляють масивні ОВ-зорі з коротким часом життя. Плазму з $T = 10\,000\text{ К}$ можна розділити на дві складові: області іонізованого водню НІІ, що оточують ОВ-зорі, і дифузну плазму, яка пронизує диск спіральних галактик. Цю компоненту називають «теплим іонізованим середовищем» (WIM; Hoyle, Ellis 1963) або «дифузним іонізованим газом» (DIG). Густина областей НІІ дорівнює $\sim 1\text{--}10^5\text{ см}^{-3}$, тоді як типові густини для дифузного іонізованого газу є значно нижчими: $\sim 0,1\text{ см}^{-3}$ (див. табл. 3.1).

Перші роботи з дослідження областей НІІ розпочиналися з розподілів газу в лінії $\text{H}\alpha$ (Sharpless, 1953, 1959; Rodgers et al., 1960). Незважаючи на те що $\text{H}\alpha$ є найкращою порівняно з іншими відстежувачами іонізованого газу, на неї найбільше впливає міжзоряне поглинання, яке різко обмежує відстань, до якої можна спостерігати плазму $T = 10\,000\text{ К}$, зокрема, у внутрішній частині Галактики в оптичному режимі. Лінії тонкої структури далекого ІЧ-випромінювання (FIR), зокрема $[\text{NII}]$ на 122 і 205 мкм, на які не впливає поглинання, також є ефективними для зондування теплого іонізованого середовища. Спостереження в радіодіапазоні теплового гальмівного випромінювання та



радіорекомбінаційних ліній (РРЛ) дають змогу досліджувати іонізований газ на всьому Галактичному диску та є природним доповненням до досліджень за допомогою ліній $H\alpha$ та FIR. Такі дослідження було розпочато в працях Caswell & Haynes (1987) та Lockman (1989). Найяскравіші РРЛ — це водневі, також виявлено гелієві та вуглецеві РРЛ у всьому радіочастотному спектрі. Оскільки інтенсивність РРЛ є слабкою функцією частоти, кілька ліній на близьких частотах усереднюють для побудови спектра (Balser, 2006). Тепле іонізоване середовище також можна побічно простежити під час спостережень за пульсарами, для випромінювання яких часова затримка має бути здебільшого пропорційною стовпчиковій густині вільних електронів.

Перелік спостережних оглядів та баз даних щодо областей теплового іонізованого середовища (WIM) та областей НІІ наведено в праці (Anderson et al., 2020).

Області іонізованого водню НІІ. Області НІІ утворюються здебільшого навколо гарячих ОВ-зорь, УФ-випромінювання яких іонізує газ навколо себе і не дає утворюватися нейтральному водню. Області НІІ — це емісійні комплекси, вони світяться у лініях балмерівської серії водню, особливо в лінії $H\alpha$, у лініях інших газів, зокрема в лінії [OII] 3727Å. Неперервний спектр областей НІІ є слабким. Іонізація атома гелію потребує більше енергії, ніж іонізація атома водню, тому області іонізованого гелію утворюються навколо найгарячіших зорь. У таких випадках велика НІІ-область буде оточувати меншу центральну область He^+ або He^{2+} , а в спектрі емісійної туманності сильними будуть лінії гелію.

Яскравим прикладом зони іонізованого водню в нашій Галактиці є світла туманність Оріона М42, яку можна побачити неозброєним оком (рис. 3.18).

Майже чверть маси газу Молочного Шляху перебуває в іонізованому стані, а газ $T \sim 10\,000\text{ K}$ становить $\sim 90\%$ маси іонізованого газу; напівтовщина шару, що містить області НІІ, — приблизно 0,25 кпк. Виявлення емісійних комплексів у інших галактиках (M101, M31, M33) розпочалося в 1942 р. з праць Сейферта, Бааде, Аро, Аллера, Шайна та інших дослідників, які оцінили їхні маси — $10^4\text{—}10^5 M_\odot$. Перший великий огляд 90 галактик для пошуку областей НІІ провів Годж (1967), який знайшов ~ 2000 областей НІІ в 60 об'єктах та показав, що кількість областей НІІ пропорційна абсолютній світності галактики, до якої вони належать (найбільше областей НІІ знайдено в галактиках типу Sc).



Рис. 3.18. Велика туманність Оріона M42, яка містить туманність Кінська голова. Розмір — близько 40 св. років, знаходиться на відстані 1500 св. років. Іонізований газ туманності оточує гарячі молоді зорі на краю міжзоряної молекулярної хмари. Нитковидні структури — фронти ударних хвиль. Зображення отримано в 2017 р. у трьох кольорах з експозицією 2 год (автор F. Battistelli, Astro Atlas, open access)

На рис. 3.19 подано спіральну галактику NGC 4302 (Sc), видиму з ребра, та галактику-супутницю NGC 4298 (Sc), видиму пласко, які належать до скупчення галактик Діва, що знаходяться на відстані ~55 млн св. років. На рис. 3.19, *а* на зображенні NGC 4302 в оптичному діапазоні добре помітні пилові смуги, що проходять через центр галактичної площини, а в галактиці NGC 4298 пилові смуги спостерігаються вздовж спіральних рукавів (вони окреслені блакитним кольором молодих зорь), і в ядрі (яскраво-жовтий колір) . На рис. 3.19, *в* відображено галактики в лінії H_{α} , отримані за оглядом VESTIGE (Boselli et al., 2018), де добре видно клаптикувату структуру розподілу через наявність дискретних ділянок іонізованого газу HII .

Детальніше зображення галактики NGC 4298 у лінії H_{α} подано на рис. 3.20. Його отримано за допомогою телескопа IRAM-30m у рамках проєктів VESTIGE і GOLDMine, метою яких є до-



слідження відношення маси пилу до маси газу та вплив навколишнього середовища на різні компоненти міжзоряного середовища для спіральних галактик у скупченні Діва. Карти розподілу CO ($1 \rightarrow 0$) в NGC 4298 (рис. 3.20, *a*) можна порівняти з картою розподілу в емісійній ІЧ-лінії 250 мкм, отриманою в огляді HeViCS космічної обсерваторії «Herschel» (рис. 3.20, *b*), та в лінії HI з огляду VIVA. Контури для переходу CO ($1 \rightarrow 0$) відповідають ізолініям на масштабах галактики 0,5; 8,8; 17,1; 25,4; 33,7; 42; 50,3 Мпк; ізолінії контурів на 250 мкм відповідають потокам 0,2; 0,3; 0,41; 0,63; 0,84; 1,06 Ян/промінь; контури розподілу HI відповідають просторовим масштабам 4,3; 5,2; 6; 7; 8; 9,1; 10,6 Мпк.

Як уже йшлося, світіння області НІІ зумовлене УФ-випромінюванням зорь. До такого типу туманностей належать і планетар-

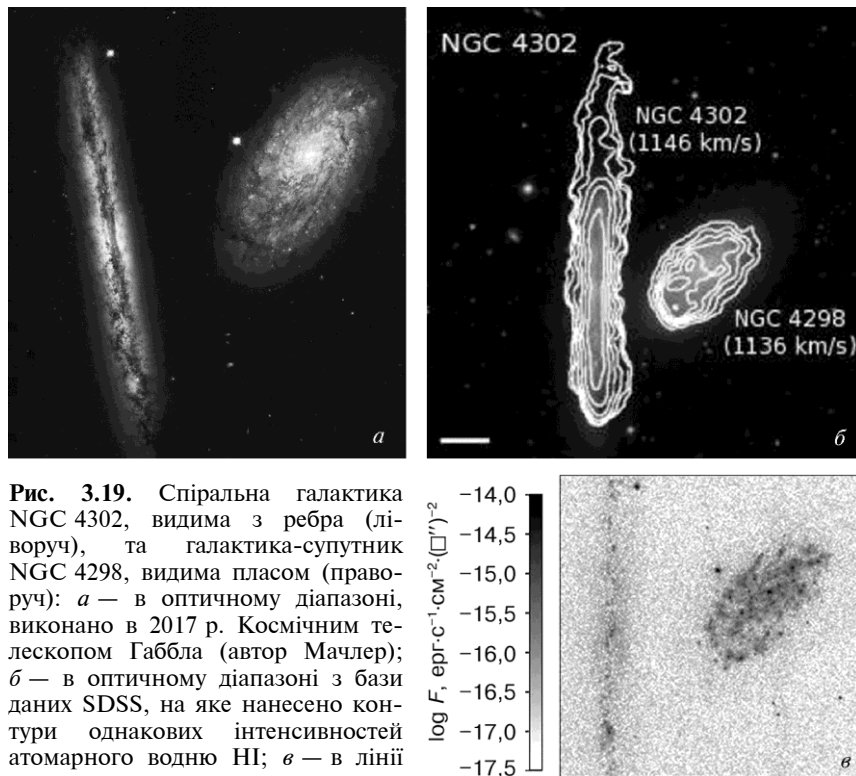


Рис. 3.19. Спіральна галактика NGC 4302, видима з ребра (ліворуч), та галактика-супутник NGC 4298, видима пласом (праворуч): *a* — в оптичному діапазоні, виконано в 2017 р. Космічним телескопом Габбла (автор Мачлер); *б* — в оптичному діапазоні з бази даних SDSS, на яке нанесено контури однакових інтенсивностей атомарного водню HI; *в* — в лінії H α , отримані за оглядом VESTIGE (Boselli et al., 2018)

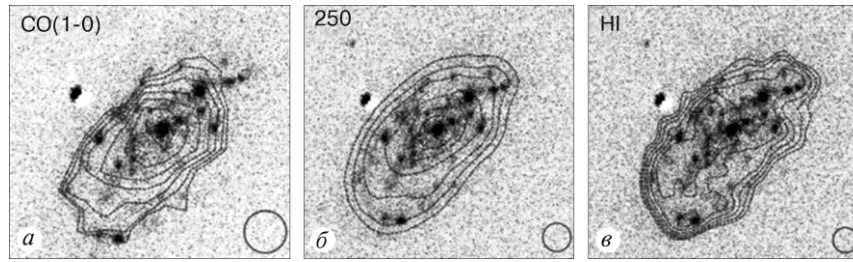


Рис. 3.20. Зображення галактики NGC 4298 в лінії $H\alpha$, отримане за допомогою телескопа IRAM-30м у рамках проєктів VESTIGE і GOLDMine (пояснення наведено в тексті)

ні туманності. Природа емісійних спектрів областей НІІ та планетарних туманностей однакова, хоча їх походження зовсім різне. Область НІІ — це міжзоряний газ на околі зорі з високою температурою, а оболонка планетарної туманності — це речовина зовнішніх шарів зорі, що розширюється в міжзоряний простір після того, як була скинута на фінальній стадії еволюції цієї зорі.

З погляду фізики газових туманностей основна відмінність між областями НІІ та планетарними туманностями полягає в наступному. Типова густина газу в областях НІІ становить $100\text{--}200\text{ см}^{-3}$. За таких густин багато фізичних процесів у туманності досить слабо залежать від густини, тому під час вивчення областей НІІ застосовують наближення низької густини. Густина газу планетарних туманностей дорівнює $10^3\text{--}10^6\text{ см}^{-3}$, що істотно впливає на характер фізичних процесів. Тому співвідношення, отримані для областей НІІ у наближенні низької густини, можуть бути незастосовними до планетарних туманностей.

На сьогодні опубліковано спектри багатьох сотень областей НІІ у спіральних і неправильних галактиках, зокрема отримані в рамках Слоанівського цифрового огляду неба SDSS. У останньому випадку необхідно враховувати ту обставину, що огляд проводився з фіксованою апертурою, а отже, спектри далеких об'єктів являтимуть собою інтегральні спектри сукупності областей НІІ. Приклад такого емісійного спектра для об'єкта SDSS 113136.35 + 325431.2 наведено на рис. 3.21. Він містить лінії серії Бальмера, заборонені лінії іонізованого кисню, азоту, сірки. Нагадаємо, що бальмерівський декремент — взаємовідношення інтенсивностей емісійних ліній серії Бальмера — майже не залежить від температури, густини та оптичної товщини областей

НІІ і планетарних туманностей, і для ліній $H\alpha$, $H\beta$, $H\gamma$, $H\delta$ становить $2,86 : 1 : 0,47 : 0,26$. Сучасні спектрографи високої роздільної здатності дають змогу реєструвати велику кількість слабких ліній у спектрах областей НІІ у нашої та найближчих галактиках.

Згідно з законами Кірхгофа, інтенсивність ліній в емісійному спектрі (і навіть їх присутність) залежить від фізичних умов випромінюючого газу. Ці умови в областях НІІ описуються електронною температурою T_e та електронною концентрацією n_e . Застосування твердження Кірхгофа до областей НІІ можна подати так:

потік в емісійній лінії $\sim f(T_e, n_e) \cdot$ вміст певного елемента.

Якщо відомо функцію $f(T_e, n_e)$ і вміст хімічного елемента в області НІІ, то можна обчислити потік випромінювання від туманності в лінії певного елемента. І навпаки, якщо відомо функцію $f(T_e, n_e)$, то вміст хімічного елемента в області НІІ можна обчислити за вимірним потоком випромінювання від туманнос-

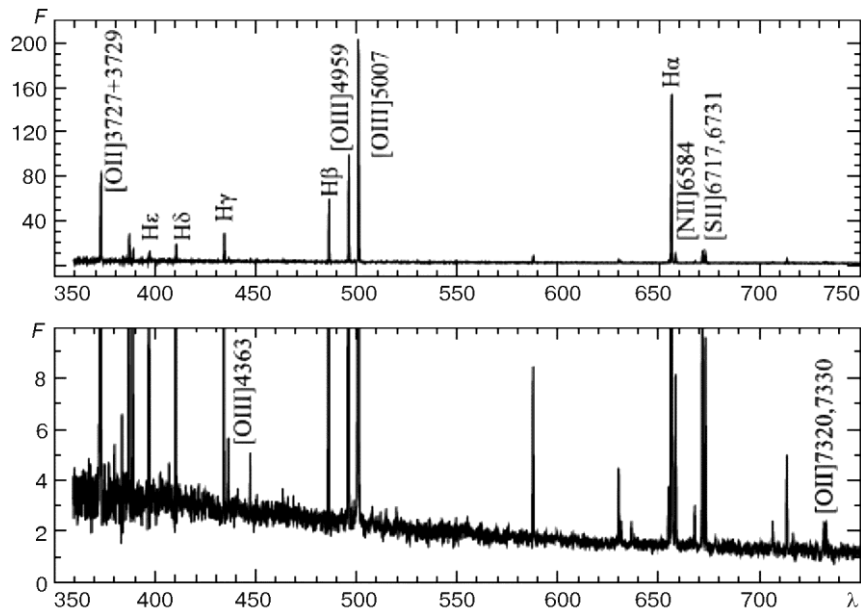


Рис. 3.21. Емісійний спектр об'єкта SDSS 113136.35 + 325431.2

ті в лінії відповідного елемента. З'ясування вигляду функцій $f(T_e, n_e)$ для різних ліній різних атомів та іонів — найважливіше завдання теорії світіння газових туманностей. Для визначення абсолютної кількості атомів певного елемента в туманності з використанням наведеного вище рівняння, необхідно знати також відстань до туманності. На практиці зазвичай знаходять відношення вмісту будь-якого елемента до вмісту водню, тоді відстань до туманності не потрібно знати.

Для опису рекомбінаційних спектрів областей НІІ скористаємося матеріалом, викладеним у праці Пілюгіна (2015).

Сильними лініями в спектрах областей НІІ є заборонені лінії, що виникають під час переходів між термами основної конфігурації досить поширених іонів O^{++} , O^+ , N^+ , S^+ , S^{++} . Зокрема, найсильніша лінія із довжиною хвилі 500,7 нм належить двічі йонізованому кисню. Низькоенергетичні метастабільні рівні йонів збуджуються внаслідок непружних зіткнень із вільними електронами. Повертаючись за рахунок каскадних переходів на нижні рівні, йони випромінюють лінії заборонених переходів. За інших однакових умов ефективність збудження для метастабільних рівнів більша, ніж для рівнів із дозволеними переходами. Під час збудження рівня з дозволеним переходом вільний електрон віддає частину енергії електрону атома, який і переходить із основного стану до збудженого. Найімовірнішим цей процес є тоді, коли енергія вільного електрона після зіткнення є порівнянною з енергією, відданою електрону атома. За збудження метастабільних рівнів електрон атома не може перейти з основного стану в метастабільний. Умовно можна вважати, що в цьому випадку процес збудження полягає у займанні вільним електроном збудженого рівня, при тому, що атомний електрон залишає атом. Чим більше часу вільний електрон перебуває поблизу атома, тим процес обміну є ймовірнішим, тобто, що меншою є швидкість (енергія) цього електрона. Тому ефективний переріз збудження метастабільних рівнів максимальний за енергії вільного електрона, близької до енергії збудження.

Основним джерелом інформації про хімічний склад та фізичні умови в області НІІ є інтенсивності заборонених ліній її спектра. Для чіткості розглянемо двічі йонізований кисень. Об'ємний коефіцієнт випромінювання $J_{k,j}$ туманності в емісійній лінії йона кисню O^{++} , що утворюється за спонтанних переходів з k -го стану в j -й, подається формулою

$$J_{k,j} = A_{k,j} n_k^* (t_e, n_e) n_O, \quad (3.12)$$

де $n_k^* (t_e, n_e)$ — частка йонів кисню в k -му стані, $A_{k,j}$ — ймовірність спонтанного переходу з k -го стану в j -й, n_O — концентрація атомів кисню в усіх стадіях іонізації. Якщо всі атоми кисню перебувають у одній стадії іонізації, то величина $n_k^* (t_e, n_e)$ відповідає населеності k -го рівня $n_k (t_e, n_e)$. Якщо атоми кисню перебувають у двох і більше стадіях іонізації, то величина $n_k^* (t_e, n_e)$ визначається не тільки населеністю k -го рівня, а й часткою атомів кисню у даній стадії іонізації:

$$n_k^* (t_e, n_e) = n_k (t_e, n_e) n_{O++}/n_O. \quad (3.13)$$

Під час спостережень вимірюють потік від усієї туманності або її частини. Інтегруванням рівняння (3.12) за об'ємом туманності одержують потік енергії $F_{k,j}$ від туманності в емісійній лінії:

$$F_{k,j} = \int A_{k,j} n_k^* (t_e, n_e) n_O dV. \quad (3.14)$$

Припускаючи, що величина $n_k^* (t_e, n_e)$ є сталою за всім об'ємом туманності, співвідношення між кількістю йонів кисню в туманності і потоком енергії $F_{k,j}$ від туманності в емісійній лінії можна визначити так:

$$F_{k,j} = h\nu_{k,j} A_{k,j} n_k^* (t_e, n_e) O, \quad (3.15)$$

де O — кількість атомів кисню в туманності. Рівняння (3.15) є вихідним для визначення фізичних умов в областях НІІ та їх хімічного складу, хоч і є строгим лише для ідеальної туманності, в якій електронна температура, електронна густина та ступінь іонізації даного хімічного елемента однакові за всім об'ємом туманності. Для туманності в цілому рівняння (3.15) виконується досить строго лише для водню і тільки для деяких областей НІІ. Згідно з викладеним вище водень є майже повністю йонізованим у всій області НІІ. Градієнт електронної температури всередині деяких областей НІІ є малим або дорівнює нулю. Саме для таких областей НІІ рівняння (3.15) виконується досить точно для водню.

Визначення фізичних умов у газовій туманності ґрунтується на порівнянні інтенсивностей двох ліній одного і того самого йона:

$$F_{k,j}/F_{i,n} = \nu_{k,j} A_{k,j} n_k (t_e, n_e) / (\nu_{i,n} A_{i,n} n_i (t_e, n_e)). \quad (3.16)$$

Оскільки розглядаються лінії атома в одній стадії йонізації, то функції n_k^* і n_i^* замінено населеностями k -го і i -го рівнів цього йона — n_k та n_i . Якщо відношення населення двох рівнів досить суттєво залежить від електронної температури та/або від електронної концентрації, то відношення інтенсивностей ліній, що виникають під час переходів із цих рівнів, використовують як індикатор електронної температури та/або електронної концентрації.

Визначення електронної температури та вмісту хімічних елементів уздовж заборонених ліній. Класичний метод визначення електронної температури та електронної густини в області НП базується на тій сприятливій обставині, що основна електронна конфігурація з двома та трьома p -елекtrонами має два метастабільні терми з енергією збудження в кілька електрон-вольтів. Іони O^{++} збуджуються електронними ударами. Зі збільшенням електронної температури туманності зростає частка вільних електронів, енергія яких достатня для збудження рівня 1S_0 , а отже, збільшується відносна кількість іонів у стані 1S_0 порівняно з кількістю йонів у стані 1D_2 . Зі збільшенням електронної температури туманності відношення інтенсивностей небулярних ліній [ОІІ] $\lambda 495,9$, $500,7$ нм до інтенсивності авроральної лінії [ОІІ] $\lambda 436,3$ нм зменшується. Відношення $Q_{3,0} = [\text{ОІІ}] \lambda 495,9, 500,7 / [\text{ОІІ}] \lambda 436,3$ є індикатором електронної температури у зоні світіння йона O^{++} .

Щоб вивести теоретичне співвідношення між електронною температурою туманності і $Q_{3,0}$, необхідно знайти населеності рівнів йона O^{++} . Для визначення населеності рівнів використовують рівняння стаціонарності, які виражають той факт, що кількість переходів у певний стан дорівнює кількості переходів із цього стану. Ці рівняння записуються для кожного рівня. Зазвичай населеність рівнів визначають у відносній шкалі і систему рівнянь доповнюють рівнянням

$$\sum_k n_k = 1. \quad (3.17)$$

Коефіцієнт дезактивууючих зіткнень $a_{k,j}$ визначають співвідношенням

$$a_{k,j} = \frac{8,629 \cdot 10^{-6}}{\omega_k T_e^{1/2}} \Omega_{j,k}, \quad (3.18)$$

де $\Omega_{j,k}$ — ефективні перерізи для електронних ударів, ω_k — статисти-



стична вага k -го рівня. Ефективний переріз для електронних ударів $\Omega_{j,k}$ є безрозмірною величиною, яка залежить від температури. Коефіцієнт збуджувальних зіткнень $b_{k,j}$ знаходять так:

$$b_{j,k} = \frac{\omega_k}{\omega_j} a_{k,j} \exp\left(\frac{-(E_k - E_j)}{k_B T_e}\right), \quad (3.19)$$

де E_k — енергія k -го енергетичного рівня, k_B — стала Больцмана. Розв'язуючи рівняння (3.16), (3.17) з рівнянням стаціонарності за заданого набору атомних даних (енергетичні рівні збуджених станів, імовірності спонтанних переходів, ефективні перерізи для електронних ударів), можна знайти співвідношення між інтенсивностями спектральних ліній та характеристиками області НІІ (електронна температура, електронна концентрація та вміст хімічних елементів). Більш менш достовірні значення атомних даних для нижніх рівнів іонів O^{++} , O^+ , N^+ , S^{++} і S^+ визначили в 50—60-х роках ХХ ст. У міру розвитку квантової механіки та обчислювальної техніки уточнювалися ефективні перерізи для електронних ударів та айнштайнівські коефіцієнти спонтанних переходів. Для вказаних вище йонів атомні дані добре відомі.

Вміст хімічних елементів у області НІІ, для якої виміряно авроральні лінії кисню та/або азоту, а отже, і електронні температури, визначають класичним T_e -методом. Так, у випадку визначення вмісту кисню та азоту розподіл електронної температури в туманності описується в рамках двозонної моделі, в якій температуру в зоні світіння йона O^{++} задано значенням t_3 , а температуру в зоні світіння іонів O^+ і N^+ — значенням t_2 . Дуже рідко в спектрах позагалактичних областей НІІ вдається виміряти якусь одну авроральну лінію, [OII] $\lambda 436,3$ нм або [NII] $\lambda 575,5$ нм, і лише в лічених випадках вдається надійно виміряти одночасно обидві лінії. Якщо можна виміряти авроральну лінію кисню [OII] $\lambda 436,3$ нм і визначити електронну температуру t_3 у зоні світіння йона O^{++} , то електронну температуру t_2 у зоні світіння іонів O^+ і N^+ оцінюють за допомогою співвідношення, що пов'язує між собою t_2 та t_3 . Якщо вимірюється авроральна лінія [NII] $\lambda 575,5$ нм і визначається електронна температура t_2 , то електронна температура t_3 оцінюється за допомогою співвідношення t_2-t_3 .

Співвідношення між t_2 та t_3 можна встановити, вимірюючи t_2 та t_3 в областях НІІ. Під час вивчення областей НІІ у спіральних галактиках виявлено, що електронна температура $t_{2,0}$ майже не

корелює з електронною температурою t_3 . Відсутність кореляції між t_2 і t_3 не можна пояснити лише помилками вимірювань слабких авроральних ліній у спектрах областей НІІ. Природу цієї розбіжності невідомо. Одна з можливих причин полягає в тому, що в зоні двічі йонізованого кисню відбуваються рекомбінації та подальші каскадні переходи між енергетичними рівнями йона O^+ . При цьому частина електронів може попадати на рівень, переходи з якого дають авроральні лінії [ОІІ] $\lambda 732,0$, $\lambda 733,0$ нм. Як наслідок у зоні двічі йонізованого кисню виникає рекомбінаційне випромінювання туманності в авроральній лінії [ОІІ] $\lambda 732,0$, $\lambda 733,0$ нм. Вплив цього рекомбінаційного випромінювання на світіння туманності в лінії [ОІІ] $\lambda 732,0$, $\lambda 733,0$ нм може спотворювати $Q_{2,O}$, а отже, знайдену електронну температуру $t_{2,O}$. Внесок такого ефекту на діаграмі $t_{2,O}-t_3$ є малим і не може пояснити розкид, що спостерігається на ній. Розкид точок на діаграмі $t_{2,S}-t_3$ є значним, проте $t_{2,S}$ практично не використовується під час визначення вмісту кисню та азоту в областях НІІ.

Ізотов та ін (Izotov et al., 2006) побудували діаграму $t_{2,O}-t_3$ для об'єктів SDSS, у спектрах яких вони виміряли авроральні лінії одно- та дворазово йонізованого кисню. Автори з'ясували, що виміряні електронні температури загалом впливають із співвідношення, знайденого ними з моделей областей НІІ. Однак розкид значень $t_{2,O}$ за будь-якого значення t_3 є дуже великим. Вони вважають, що цей розкид зумовлюється великими помилками вимірів слабких авроральних ліній одноразово йонізованого кисню [ОІІ] $\lambda 732,0$, $\lambda 733,0$ нм. Тому для визначення вмісту кисню (та інших елементів) слід використовувати значення t_2 , отримане зі співвідношення t_2-t_3 , а не значення, знайдене за виміряною $Q_{2,O}$. Припускалося, що великий розкид точок на діаграмі $t_{2,O}-t_3$ може свідчити про відсутність однозначної відповідності між електронними температурами $t_{2,O}$ і t_3 . Виключити або надійно обґрунтувати таку можливість поки не вдається.

Нижче під електронною температурою t_2 у зоні світіння йонів O^+ і N^+ матимемо на увазі $t_{2,N}$. Для встановлення співвідношення між t_2 і t_3 зазвичай використовують моделі областей НІІ. Запропоновано кілька варіантів співвідношення між t_2 і t_3 . Найпоширенішим є співвідношення, запропоноване Кемпбелл, Терлеви-чем і Мельником (Campbell et al., 1980). На базі фотоіонізаційних моделей областей НІІ (Stasinska, 1982) було знайдено такий вираз:

$$t_2 = 0,7 t_3 + 0,3. \quad (3.20)$$

Співвідношення (3.20), яке стало канонічним, підтвердив Гарнет на підставі розрахованих ним фотоіонізаційних моделей областей НІІ (Garnett, 1992), а також результатів багатьох спостережень. Використовуючи пізніші моделі областей НІІ Стасінська (Stasinska, 1990), Пейджел та ін. (Pagel et al., 1992) отримали

$$1/t_2 = 0,5 (1/t_3 + 0,8), \quad (3.21)$$

а згідно з (Izotov et al., 1997) —

$$t_2 = 0,243 + 1,031 t_3 - 0,184 (t_3)^2.$$

У праці (Deharveng et al., 2000), аналізуючи моделі областей НІІ (Stasinska & Schaerer, 1997), одержали

$$t_2 = 0,775 t_3 + 0,281.$$

За низьких температур області НІІ краще відповідають ізотермічним моделям. Відповідно вирази матимуть такий вигляд:

$$t_2 = 0,7 t_3 + 0,3, \quad t_3 > 1,0,$$

$$t_3 = t_3, \quad t_3 < 1,0.$$

Ізотов та ін. (Izotov et al., 2006), використовуючи модель областей НІІ, запропоновану в (Leitherer et al., 1999), отримали залежності

$$t_2 = -0,577 + t_3 (2,065 - 0,498 t_3), \quad 7,2 > Z,$$

$$t_2 = -0,744 + t_3 (2,338 - 0,610 t_3), \quad 8,2 > Z > 7,2,$$

$$t_2 = 2,967 + t_3 (-4,797 + 2,827 t_3), \quad Z > 8,2,$$

де $Z = 12 + \lg(\text{O}/\text{H})$. Таким чином, співвідношення між t_2 та t_3 залежать від моделей областей НІІ.

У праці Пілюгіна та ін. показано, що якщо між t_2 і t_3 є однозначна відповідність, то модельно-незалежне співвідношення між t_2 і t_3 можна знайти в рамках іншого підходу (Pilyugin et al., 2006). Якщо рівняння визначення вмісту йону O^{++} застосувати не до всієї туманності, а лише до зони світіння йону O^{++} , то повний вміст кисню в туманності можна визначити так:

$$12 + \lg(\text{O}^{++} / \text{H}^+) = \lg \frac{[\text{OIII}]\lambda 495,9, 500,7}{\text{H}_\beta} + \\ + 6,251 + \frac{1,204}{t_3} - 0,613 \lg t_3 - 0,015 t_3. \quad (3.22)$$

Такий самий підхід дійсний і для йону O^+ . Вміст кисню, одержаний з рівнянь для O^{++} і O^+ , має бути однаковий, бо для більшості областей НІІ немає підстав вважати, що його розподіл усередині туманності є неоднорідним. У рамках такого підходу отримали співвідношення

$$t_2 = 0,72 t_3 + 0,26.$$

У наукових джерелах зустрічається низка різних емпіричних і напівемпіричних співвідношень.

Факт однозначного співвідношення між значеннями електронних температур t_2 , t_3 та $t_{3,s}$ є надзвичайно важливим. Це означає, що для визначення вмісту кисню та азоту за допомогою T_e -методу достатньо виміряти якусь одну авроральну лінію: [OII] $\lambda 436,3$ нм, [NII] $\lambda 575,5$ нм або [SII] $\lambda 631,2$ нм. Вмісти кисню та азоту, знайдені з використанням будь-якої з цих трьох електронних температур, узгоджуються між собою. Авроральна лінія [OII] $\lambda 436,3$ нм вимірюється в областях НІІ низької металічності (з високою температурою), а авроральні лінії [NII] $\lambda 575,5$ нм і [SII] $\lambda 631,2$ нм — в областях НІІ високої металічності (з низькою температурою). Узгодження вмісту дає змогу встановити єдину шкалу металічності в областях НІІ у широкому діапазоні (те саме стосується й температур).

3.1.5. Гарячий газ у Х-діапазоні спектра

Перші спостереження позагалактичних джерел у Х-діапазоні спектра проведено в 1974 р. на борту ракети (Боуер та ін., 1974): спостерігали М31 у смузі $0,5\text{--}5,0$ кеВ; отримано її інтегральний потік $(2,2 \pm 0,6) \cdot 10^{39}$ ерг/с та встановлено, що область випромінювання здебільшого збігається з формою галактики, видимої в оптичному діапазоні.

Для наявності гарячого, або коронального газу, який може оточувати всю галактику (окрім прошарку, вже зайнятого холоднішим газом), необхідні потужні джерела енергії й низької густини середовища, щоб час його охолодження ($t \sim T(n_e)^{-1}$) був достатньо великим. Гарячий газ випромінює переважно в м'якому Х-діапазоні; його температура, якщо він заповнює галактику, відповідає віріальному співвідношенню між гравітаційною та тепловою енергіями і становить $\sim 10^6$ К. Дифузний гарячий газ із такою температурою спостерігається в галактиках, а також у групах і скупченнях галактик. При цьому треба враховувати, що



на загальну картину Х-випромінювання впливають численні слабкі дискретні джерела. Випромінювання гарячого газу є гальмівним (бремштралюнг), воно відбувається під час розсіювання або гальмування зарядів плазми в разі їх зближень; зумовлюється вільно-вільними переходами електронів (переважно) з одної на іншу орбіту, без рекомбінації. (Зауважимо, що спектр гальмівного випромінювання є широким — від радіо- до Х-діапазону.)

Наприклад, для гарячого газу галактики М83 основні інтегральні характеристики в Х-діапазоні є такими: світність $\sim 2,5 \times 10^{40}$ ерг/с у смузі 0,3—8,0 кеВ; електронна концентрація $n_e = 5 \times 10^{-2}$ см⁻³; загальна маса $M_{\text{tot}} = 10^7 M_{\odot}$.

Усередині галактичних дисків маса гарячого газу є мізерною, але він може утворювати там великі порожнини розміром до декількох сотень парсеків (наприклад, бульбашка Фермі в нашій Галактиці). Походження гарячих порожнин пов'язане з активністю молодих зорь (зоряний вітер і спалахи наднових), що локально нагрівають газ. Ці порожнини розширюються зі швидкостями ~ 10 км/с, а в лінії 21 см мають вигляд дірок у розподілі НІ. Найбільші бульбашки можуть встигнути «піднятися» над площиною галактики під дією архімедової сили з боку навколишнього газу. Розширюючись, вони «виплескують» вміст (гарячий газ) в гало галактики.

Гарячого газу багато в областях зореутворення галактик, у центрах малонаселених груп галактик та у скупченнях галактик. А мало його у балджах спіралей і галактиках раннього типу з низькою світністю. На прикладі нашої Галактики можна стверджувати, що Х-випромінювання, розподілене вздовж галактичної площини, є інтегральним свіченням великої кількості слабких джерел, таких як білі карлики та зорі з активними коронами. Зокрема, спостереженнями обсерваторії «Chandra» (2008) в області радіусом лише 2,5' у центральній частині галактичної площини виявили 473 окремих джерела Х-випромінювання. На енергіях понад 5—7 кеВ точкові джерела дають можливість пояснити 88 ± 12 % всього галактичного світіння у досліджуваному напрямку.

Іншим прикладом є галактика NGC 253 (рис. 3.22), м'яке Х-випромінювання якої (0,2—0,5 кеВ), детектоване обсерваторією ХХМ-Newton, перекриває контури галактики, видимі в оптичному діапазоні (овальне зображення приблизно збігається з оптичним зображенням). Декілька точкових джерел розрізняються

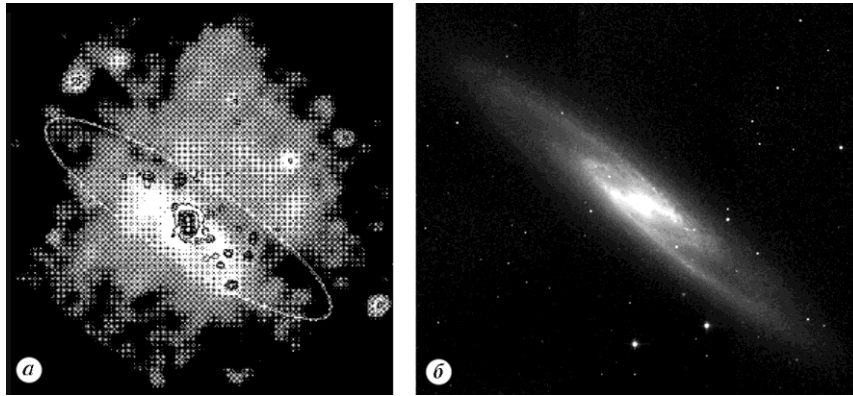


Рис. 3.22. Корона галактики NGC 253, спостережувана в Х-діапазоні, яка перекриває форму галактики, видиму в оптичному діапазоні (а) (Трінчієрі, 2004) та зображення цієї галактики за даними огляду 2MASS (б)

в області гало. На противагу цьому, області вище та нижче ніж площина галактики однорідно заповнені випромінюванням на цих енергіях. NGC 253 (тип SBc) характеризується також активними процесами зореутворення, значним вмістом пилу та наявними ультрафіолетовими джерелами Х-випромінювання (Heida et al., 2014). За результатами 20-річних (від 1999 р.) спостережень телескопами «Chandra» і «NuSTAR» виявлено, що чотири таких джерела поступово зміщувалися до центру галактики упродовж 10 років, а потім їхня активність призупинилася. Ці джерела є чорними дірами, які можуть у майбутньому об'єднатися в одну надмасивну чорну діру.

Розподіл та властивості гарячого газу є важливими для вивчення:

- структури галактик. Газ простежується на великих галактичних радіусах та використовується для визначення повної гравітаційної маси галактик (ранніх типів);
- еволюції зорь, галактик та груп і скупчень галактик. Збагачена металами речовина, що формується у зорях, є мірою зоряної еволюції. Градієнт металічності вказує на те, як абсолютно різні хімічні елементи розподіляються від місць їхнього утворення, а їхні концентрації в певних місцях галактики можуть свідчити про явища скидання оболонок зорь та інші процеси;
- активних ядер галактик, де відбувається акреція газу. Якщо газ гарячий, він може «морити голодом» ядра замість збагачення,



цим можна пояснити брак активності ядер і періодичність активності (Трінчієрі, 2004).

Першою теоретичною моделлю, яка поєднувала холодне та тепле нейтральне середовище у галактиках, була двофазова модель, де обидві фази розглядалися як такі, що перебувають у рівновазі (Філд та ін., 1969). Прикладом галактики, яка задовольняла цю модель, є «спокійна» галактика NGC 4244. Але в 1974 р. за допомогою супутника COPERNICUS отримано свідчення, що є гаряча компонента високого ступеня іонізації (OIV — енергія іонізації $138 \text{ eV} = 1,32 \cdot 10^6 \text{ K}$) (Дженкінс та Мелой, 1974). Спостереження у лініях доповнювалося детектуванням дифузного фону галактик у X-діапазоні (Кокс і Сміт, 1974). Джерела іонізації — наднові, молоді OB-зорі (OB-асоціації) і зоряний вітер додавалися до цієї моделі для пояснення наявності гарячого газу.

Проте ці моделі з урахуванням потоків речовини вже є не статичними, а динамічними. В моделях між різними фазами газового середовища немає термодинамічної рівноваги, є перетворення різних фаз тощо. Такі теоретичні моделі розроблено у 1980-х роках, їх продовжують розвивати зараз:

- модель галактичного фонтана (Шاپіро та Філд, 1976) — перша модель, що включала в себе взаємодію диска та гало; потоки речовини з диска у гало та зворотне падіння пояснювали поле швидкостей газу;
- модель димоходу (димаря, chimney model) відмінна від моделі фонтана: $v < v_{\text{escape}}$ — фонтан, $v \geq v_{\text{escape}}$ — можуть виникати потужніші неоднорідні потоки, які здатні як утворювати структуру товстого диска, так і переміщати речовину далі в гало галактики.

3.2. Пилова компонента міжзоряного середовища

У газовому середовищі міжзоряний простір галактик містить тверду компоненту — міжзоряний пил, який є продуктом еволюції зорь. Він проявляється подвійним чином. По-перше, пил поглинає видиме та УФ-світло, зумовлюючи загальне послаблення яскравості та почервоніння галактики. Найнепрозоріші ділянки галактики спостерігаються як темні плями на світлому фоні. Особливо багато непрозорих областей знаходиться

поблизу зоряного диска галактики — саме там концентрується холодне міжзоряне середовище. Тому, якщо дивитися на диск з ребра, то часто добре помітною є пилова смуга, що перетинає галактику вздовж діаметра (див. рис. 3.14 і 3.19, *а*). (Цікаво, що спочатку пил було виявлено в інших галактиках, а потім у нашій Галактиці.) По-друге, пил випромінює сам по собі, віддаючи накопичену енергію світла у формі випромінювання в далекому ІЧ-діапазоні (довжини хвиль 50—1000 мкм). Порядком повної енергії випромінювання пилом у деяких галактик може бути такий самий, що й енергії випромінювання всіх зорь. Сумарна маса пилу порівняно невелика — вона у сотні разів менша, ніж повна маса міжзоряного газу. Особливо мало пилу є в еліптичних галактиках, де холодний газ також практично відсутній (хоча бувають винятки). Мало пилу і в карликових галактиках, де газу може бути багато, але середовище містить недостатню кількість важких елементів, необхідних для формування пилинки.

Космічний пил не тільки послаблює світло далеких зорь та галактик, а й спотворює спектр їх випромінювання. Поглинання пилом залежить від довжини хвилі. Сильніше поглинаються сині промені, а слабкіше — червоні. Цей ефект зумовлює явище почервоніння: світло від віддалених джерел є червонішим, ніж можна було б очікувати з огляду на їх спектральний клас.

Найефективніше розсіюють світло порошинки, розмір яких близький до довжини хвилі світла. Міжзоряне поглинання найбільшим є на коротких довжинах хвиль в УФ і зменшується для довших хвиль. У ІЧ-діапазоні поглинається лише ~10 % світла, в радіодіапазоні воно нехтовно мале. Тому об'єкти, невидимі в оптичній області, можуть вивчатися в ІЧ- та радіодіапазоні.

Поглинання (*екстинція*) світла зумовлюється або власне поглинанням частинками пилу, або розсіюванням. Під час поглинання енергія випромінювання перетворюється на теплову, яка потім перевипромінюється на ІЧ-довжинах хвиль, що відповідає температурі пилових частинок. У разі розсіювання напрямок поширення світла змінюється, зумовлюючи зменшення його інтенсивності в напрямку поширення. Газ теж спричиняє поглинання через розсіювання, але ефективність розсіювання на одиницю маси набагато менша.

Ще одним спостережуваним явищем, зумовленим наявністю пилу, є поляризація світла. Якщо частинки в пиловій хмарі впорядковані магнітним полем, вони поляризуватимуть випроміню-



вання, що проходить через хмару. Ступінь поляризації та її залежність від довжини хвилі надають інформацію про властивості пилових частинок. За напрямком поляризації складають карти магнітного поля. Оскільки сферичні частинки не можуть спричиняти поляризацію, форма частинок міжзоряного пилу повинна бути несферичною.

Високочастотна енергія, що поглинається пиловими гранулами, перевипромінюється ними на ІЧ-довжинах хвиль відповідно до їх температури. За температурою всі порошинки можна умовно розділити на три класи.

Перша та основна маса пилу є холодною з $T = 10\text{--}20$ К. Такий пил заповнює диск Галактики, конденсуючись у великих молекулярних хмарах, і нагрівається лише розсіяним випромінюванням усіх зорь. Ця компонента вносить приблизно 30 % в ІЧ-світність пилу. Відповідна довжина хвилі згідно з законом Віна становить 300—150 мкм.

Друга група космічного пилу має температуру $T = 30\text{--}100$ К. Цей пил нагрівається від сусідства з гарячими ОВ-зорями, з ним пов'язана половина ІЧ-випромінювання Галактики. Пил випромінює в діапазоні до 100 мкм і є добрим індикатором областей зореутворення. У областях НІІ температура пилу дорівнює близько 70—100 К.

Третьою групою є гарячий пил температурою $T = 100\text{--}600$ К. Такий пил трапляється в протяжних атмосферах зорь-гігантів спектрального класу М, тому такі зорі — джерела потужного ІЧ-випромінювання. Максимальною емісією буде на довжинах хвиль 30—5 мкм.

Всі такі пилові джерела випромінювання відкрито завдяки активному розвитку ІЧ-астрономії з початку 1970-х років. ІЧ-випромінювання від ядер нормальних і активних галактик також здебільшого є тепловим випромінюванням пилу. Теплова емісія від пилу — одне з найважливіших джерел ІЧ-випромінювання в астрономії.

3.2.1. Моделі пилових гранул

Мікроскопічні пилові частинки становлять приблизно 0,05 % мас усієї Галактики, проте їх роль у процесах еволюції її речовини дуже велика. Порошинки є дрібними кристалічними або аморфними утвореннями, що складаються з силікатів, графіту і, можливо, оксидів металів, покритими оболонкою з намерз-

лих газів. Наведемо основні моделі, які використовують для пояснення властивостей космічного пилу.

Модель MRN. У 1977 р. (Матіс та ін., 1977) було запропоновано модель космічного пилу, що складається з суміші графітових і силікатних сферичних частинок. У рамках цієї моделі вдалося пояснити криву міжзоряного поглинання світла з довжинами хвиль від 1100 до 10 000 Å (оптика + УФ). Частинок обох сортів перемішані майже порівну. Їх розподіл за радіусом порошинок є таким: $n(\alpha) \propto \alpha^{-q}$ (α — радіус порошинки, $0,005 < \alpha < 0,25$ мкм). Дуже маленькі силікатні та графітові частинки відповідають за поглинання випромінювання в далекій УФ-області спектра. Ця модель не пояснює (через сферичну форму порошинок) поляризованість випромінювання.

Модель оксидних порошинок. У цій моделі пил є сумішшю дрібних ($\alpha < 0,01$ мкм) частинок, що складаються з двоатомних оксидів MgO, SiO, CaO, FeO.

Модель крижаних частинок. Згідно з цією моделлю пилові частинки є крижаними частинками, що складаються з тугоплавкого ядра і оболонки з легких елементів. Усі порошинки умовно поділяють на два класи: дрібні (їх радіус менший за 0,01 мкм) і великі (0,1—1 мкм) частинки, яких приблизно в тисячу разів менше, ніж дрібних. У цій моделі передбачається, що у великі частинки вкраплено атоми магнітних елементів, які додають порошинкам парамагнітні властивості. Такі частинки можуть бути частково орієнтовані в магнітному полі (рис. 3.23).

Утворення тугоплавких частинок відбувається в достатньо щільному середовищі за температур 500—2000 К. Цим умовам можуть відповідати зовнішні частини атмосфер зорь-гігантів і надгігантів пізніх спектральних класів, оболонки нових і надно-

вих зорь, планетарні туманності та газопилові згущення, з яких виникають протозорі. Для переходу в тверду фазу необхідно, щоб газовий тиск перевищив тиск насиченої пари речовини, що конденсується. Потоки газу і світловий тиск

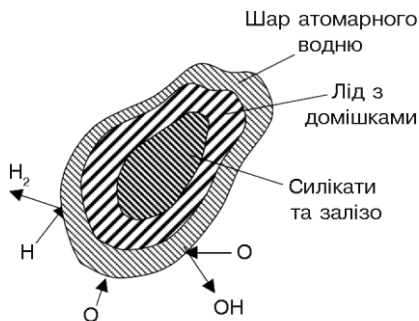


Рис. 3.23. Модель крижаних частинок

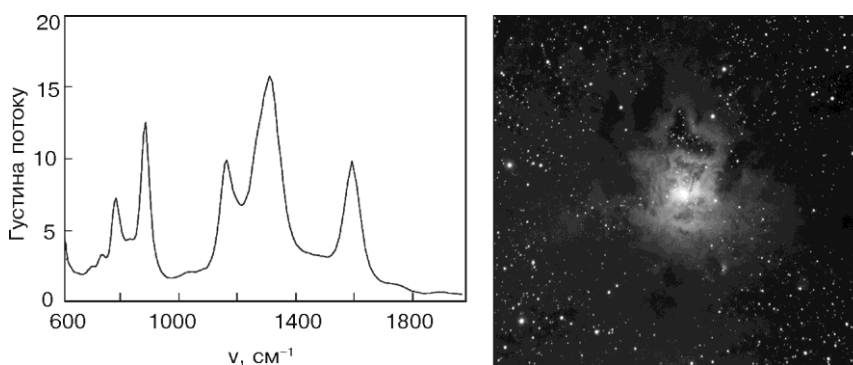


Рис. 3.24. Ділянка спектра газопилової відбивної туманності NGC 7023 (Ірис), що пояснюється моделлю РАН-частинок з роздільною здатністю 34 cm^{-1} , в якій за спостереженнями обсерваторії «Spitzer» виявлено фулерен ^{60}C

переносять виниклі тугоплавкі зародки частинок — у холодніші області, де на них конденсуються більш легкоплавкі частинки.

РАН (поліциклічні ароматичні гідрокарбонати) — дрібні частинки до $0,0015 \text{ мкм}$. Тривалий час не вдавалося пояснити особливості ІЧ-випромінювання міжзоряного середовища в лініях 3,3; 6,2; 7,7; 8,6; 11,3; 12,7 мкм ($790, 890, 1160, 1300, 1610, 3040 \text{ cm}^{-1}$), які домінували у випромінюванні нашої та інших галактик у середньому ІЧ-діапазоні. На рис. 3.24 наведено спектр у цьому діапазоні від відбивної туманності NGC 7023. Для пояснення такої особливості спектра висунуто гіпотезу про те, що ці лінії належать молекулам поліциклічних ароматичних гідрокарбонатів (polycyclic aromatic hydrocarbon, РАН), які містять приблизно 50 атомів вуглецю (Легер і Пуджет, 1984).

Фулерени (бакмінстерфулерени). Знаходження вуглецевих ланцюжків у космосі сприяло несподіваному відкриттю. Виявлено, що гігантська молекула, яка складається з 60 атомів вуглецю ^{60}C (фулерен), і є новою формою існування вуглецю, не тільки існує, а й здатна утворюватися в космічних умовах. Просторова структура фулерена (вуглецю ^{60}C) подібна до структури футбольного м'яча, що складається з 12 правильних п'ятикутників і 20 правильних шестикутників, у вершини яких знаходяться атоми вуглецю. За відкриття фулеренів Крото, Смоллі і Керлу в 1996 р. присуджено Нобелівську премію з хімії.

З'ясувалося, що для пояснення деяких особливостей спектрів поглинання дифузного випромінювання в Галактиці в оптиці та

ультрафіолеті гіпотеза про пил на основі фулеренів є дуже ефективною (див., наприклад, Вебстер, 1992). У 2010 р. за даними космічної обсерваторії «Spitzer» у туманності NGC 7023 (рис. 3.19 праворуч) виявлено фулерен ^{60}C (Sellgren et al., 2010).

3.2.2. Пил у Галактиці та в спіральних галактиках

У міжзоряному середовищі Молочного Шляху спостерігаються дифузні пилові та газові туманності. Вони проявляються через випромінювання відбитим світлом і поглинання випромінювання від віддаленіших об'єктів. Якщо поблизу пилової туманності знаходяться яскраві зорі, то їх світло розсіюється цією туманністю, і пилова туманність стає видимою. Газові й пилові туманності поглинають світло зорь та галактик, що знаходяться за ними, тому в зоні Молочного Шляху часто бачимо чорні провали. Прикладами є туманність Кінська голова (див. рис. 3.18) та на південному небі туманність (дуже велика і темна) Вугільний мішок. Між газовими і пиловими туманностями немає чіткої межі, тому їх часто спостерігають спільно як газопилові туманності.

Міжзоряна дифузна матерія, зокрема пил, сконцентрована у Галактиці досить тонким шаром (товщиною близько 100 пк) в галактичній площині та утворює газопилові хмари клаптикуватої структури. Розміри великих газопилових комплексів сягають десятків і сотень парсеків, а їх маса — близько $10^5 M_{\odot}$. Сонце розташоване поблизу центральної площини шару галактичного пилу. Тому поглинання в напрямку галактичної площини є дуже великим. Зокрема, хмари газу та пилу затуляють від спостерігача центр Галактики. Положення Сонця також визначає видимий розподіл галактик на небі: на високих галактичних широтах є багато галактик, а поблизу галактичної площини є двадцятиградусна зона, де їх у видимому світлі майже не видно. Цю область називають «зоною уникання» Галактики.

Висновку про те, що у просторі між зорями відбувається поглинання світла, вперше дійшов Струве (Етюди зоряної астрономії, 1847), а остаточно довів його існування Трюмплер (1930). Систематичні дослідження розподілу пилової матерії у спіральних галактиках почалися з праці Ван Хутена (1961). На базі великої кількості зображень він запропонував дві моделі розсію-



вання випромінювання: ізотропне розсіювання (альbedo 0,2) та анізотропне розсіювання (альbedo 0,5).

Пил дає поляризоване світло. У 1964—1965 рр. Елвіус та Холл одними з перших виконали роботи з дослідження поляризації світла від галактик. Часткова поляризація становила до 16 %, а у неправильних галактик — більше. Але можливо, що частково поляризацію можна пояснити і синхротронним випромінюванням. Наведемо приклади оцінок розмірів пилової компоненти: NGC 5894 (Sa) — 8—33 кпк, у центрі пилу немає, NGC 5866 та 7814 — товщина шару пилу відповідно 110 пк та 180 пк, для порівняння в Галактиці — 200 пк поблизу Сонця.

«Налипання» на космічні порошинки електронів із міжзоряного газу та фотоіонізація порошинок УФ-випромінюванням призводять до того, що порошинки стають зарядженими й їхній електричний заряд може досягати порядку десятка елементарних зарядів. Електричний заряд на космічній порошокинці прив'язує цю порошокинку (силою Лоренца) до міжзоряного магнітного поля, яке завжди присутнє в галактиках. Для характерних електричних зарядів і мас космічних порошинок радіус Лармора під час їхнього руху по спіралі в міжзоряному магнітному полі з індукцією 3 мкГс дорівнює 0,03 пк. Отже, ларморівський радіус є набагато меншим за характерні розміри більшості утворень міжзоряного середовища, тому космічні порошинки виявляються зчепленими з магнітним полем.

За місцем знаходження розрізняють такі основні популяції пилу:

- 1) пил зоряного вітру (зоряний пил);
- 2) пил міжзоряного середовища (міжзоряний пил);
- 3) пил щільних молекулярних хмар;
- 4) навколосоряний пил молодих зорь.

Кожна популяція є багатокомпонентною, вона містить частинки пилу різного хімічного складу.

Приблизно 90 % зоряного пилу продукується холодними зорями високої світності — асимптотичними гігантами та постасимптотичними гігантами. Решта 10 % зоряного пилу утворюється новими та надновими зорями типу Вольф—Райє (WR), а також планетарними туманностями. Вважається, що наднові зорі є головними постачальниками складніших елементів ніж вуглець ^{12}C .

У формуванні хімічного складу зоряного пилу важливим показником є співвідношення вуглецю та кисню у складі зорі. Як-

що кисню багато, то він зв'язує вуглець у молекулу CO, не лишаючи можливостей для створення графіту, тоді утворюються тугоплавкі силікати. Якщо кисню мало, то лишається вільний C, який спричиняє утворення графіту та сполук на основі C. Чисто вуглецевий пил утворюється навколо зорь з дефіцитом водню — гелієві зорі типу WR.

Дифузна міжзоряна матерія складається із запилених газових хмар, які занурюються в гарячий іонізований газ, що надходить від залишків наднових зорь. Такі уявлення характерні для трифазової моделі міжзоряного середовища (Мак Кі, Острайкер, 1977). Навколо молодих зоряних об'єктів утворюються майже сферичні шари пилу — від 30 до 60 % молодих зорь мають оболонки (зокрема, зорі типу T Tauri). Розрізняють три основні методи спостереження пилу в міжзоряному середовищі: поглинання світла від фонових джерел; розсіювання, термальна емісія, люмінесценція; поляризація світла.

Пил супроводжує молекулярні хмари. У Молочному Шляху маса хмар сягає 10^3 — $10^5 M_{\odot}$, але є й малі хмари — 10 — $10^3 M_{\odot}$. Молекулярний водень ефективно продукується на поверхні гранул пилу. Молекулярні хмари структуровані, розрізняють філаменти, клампи, щільні та холодні ядра конденсації матерії у зорі (див. п. 3.1.1).

3.2.3. Пил у еліптичних галактиках

Тривалий час вважалося, що в еліптичних галактиках майже немає пилу. Однак відомо приклади, що суперечать цій думці (наприклад NGC 5128 = CenA, радіогалактика). Такі галактики вважалися пекулярними. На сьогодні виділяють новий морфологічний тип — еліптичні галактики з пиловими смугами, прототипом якого є CenA.

Цікаво, що смуги часто спостерігаються вздовж малої осі галактики. Спочатку (Бертола та Галетта, 1978) було знайдено 5 таких екземплярів. Потім до цього класу (Гаварден та ін., 1981) додали еліптичні галактики зі смугами вздовж великої осі та навіть уздовж якоїсь проміжної осі. На 1985 р. було складено каталог 90 таких галактик (Ебнетер і Балік, 1985). Котаньї і Екерс (1979) виявили, що смуга пилу співнапрявлена з протяжним джерелом радіовипромінювання, якщо таке спостерігається в галактиках. Прикладами еліптичних галактик із пиловими смугами є (рис. 3.25): NGC 5128=CenA (прототип класу), NGC 1947 (кра-

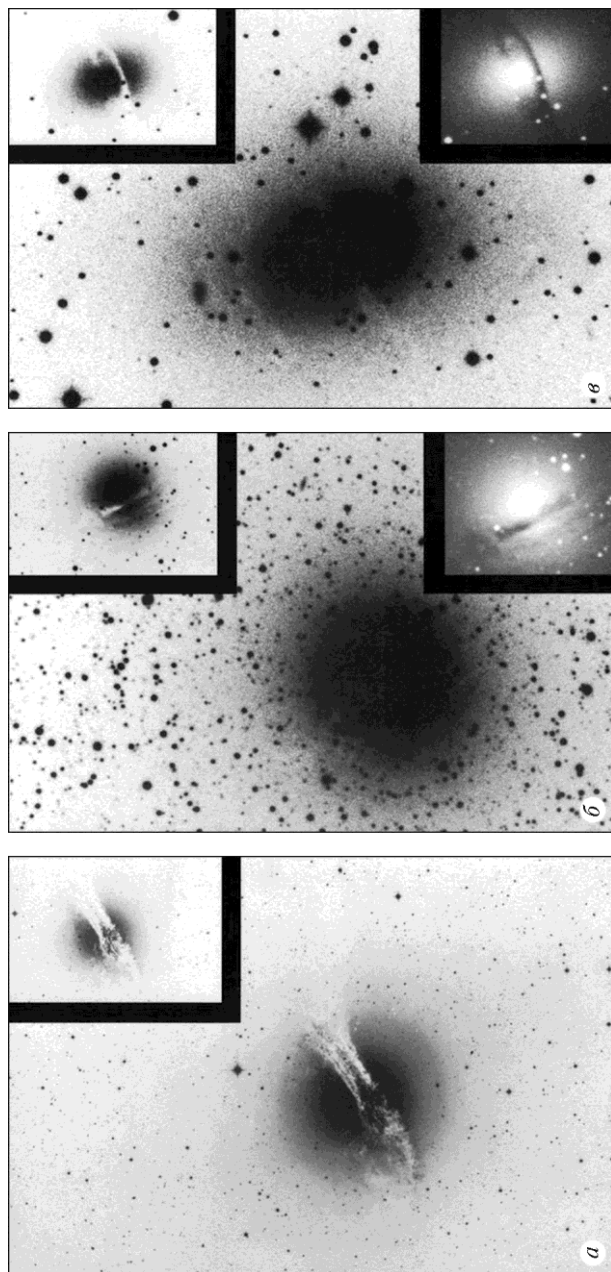


Рис. 3.25. Еліптичні галактики з пиловими смугами:
а — NGC 5128; б — NGC 1947; в — NGC 5266

тні смуги), NGC 5266 (повне кільце пилу навколо галактики, рідкісний випадок).

Апріорі немає ніяких підстав вважати, що еліптичні галактики мають форму сплюсненого сфероїда (Binney, 1978), оскільки обертання не пояснює видиме сплюснення, воно є надто слабким у еліптичних галактиках. Пилкові смуги пояснюють також морфологічні перетворення в разі злипання галактик. Зокрема, NGC 5128 розглядають як «симбіоз» еліптичної та спіральної галактик (багатою на газ та пил) у центрі.

3.3. Магнітні поля

Магнітні поля є одним з основних чинників впливу на фізичні процеси в міжзоряному та міжгалактичному середовищах. Їх внесок у загальний тиск, який врівноважує газовий диск галактики та сили гравітації, є значним. Магнітне перез'єднання — це можливе джерело нагрівання міжзоряного середовища та газу гало галактик. Воно впливає на динаміку турбулентності в цьому середовищі та потоків газу в спіральних рукавах. Напруженість ударних хвиль у спіральних хвилях густини зменшується, а утворення структур гальмується в присутності сильного магнітного поля. Міжзоряні поля тісно пов'язані з газовими хмарами. Магнітні поля стабілізують газові хмари та знижують ефективність зореутворення до спостережуваних низьких значень. Водночас їх значення для початку формування зорь є важливим, оскільки вони зумовлюють видалення кутового моменту від протозоряних хмар через амбіполярну дифузію. Магнітогідродинамічна турбулентність розподіляє енергію від вибухів наднових зорь у міжзоряне середовище та керує посиленням і впорядкуванням поля через механізм динамо. У галактиках із низькою активністю зореутворення або в зовнішніх дисках магніторотаційної нестійкості можуть генерувати турбулентність і нагрівання газу. Магнітні поля контролюють густину та розподіл космічних променів у МЗС. Космічні промені, прискорені в залишках наднових, можуть забезпечити тиск для керування галактичними відтоками та генерувати плавучі петлі магнітного поля (за рахунок нестійкості Паркера). Розуміння взаємодії між газом і магнітним полем є інструментом до розуміння фізики дисків і гало галактик та еволюції галактик.



Магнітне поле Молочного Шляху має особливе значення для експериментів із виявлення космічних променів надвисоких енергій. Результати перших років роботи обсерваторії П'єра Оже свідчать, що напрямки надходження таких космічних променів з енергією понад 10^{19} еВ статистично значуще збігаються з напрямками на відомі близькі активні галактики. Ця інтерпретація має місце тільки тоді, коли відхилення в магнітних полях міжгалактичної середовища і гало Молочного Шляху становлять не більше ніж кілька градусів. Однак для остаточного висновку ще мало відомостей про структуру та напруженість магнітного поля в гало Молочного Шляху та за його межами.

Існує клас галактик, де роль магнітних полів є вирішальною, а саме клас «активних» галактик, фізика яких визначається центральною надмасивною чорною дірою (розд. 5). Формування струменів і радіопелюстків можна зрозуміти тільки за наявністю магнітних полів. Фізика цих явищ досить сильно відрізняється від фізики в нормальних галактиках із зореутворенням.

Магнітні поля виявлено в міжгалактичному середовищі, що оточує галактики в скупченні, за допомогою спостережень ефекту Фарадея фонових радіоджерел, які видно крізь скупчення. Ці внутрішньокластерні магнітні поля, ймовірно, генеруються турбулентними рухами газу внаслідок масових взаємодій між галактиками та внутрішньокластерного газу. Магнітні поля впливають на теплопровідність у скупченнях галактик і, отже, на їх еволюцію. Відтоки з галактик можуть намагнічувати міжгалактичне середовище, так що загальний міжгалактичний простір може бути пронизаний магнітними полями. На жаль, космічні промені та частинки пилу відсутні за межами галактик і їх скупчень, тому магнітні поля залишаються невидимими.

Космологічні моделі формування структур засвідчують, що міжгалактичний простір, ймовірно, пронизаний магнітними філаментами. Галактичні вітри, струмені від активних галактик і взаємодій між ними можуть намагнітити міжгалактичне середовище.

Виявлення магнітних полів у міжгалактичних волокнах (філаментах) та спостереження взаємодії галактик і міжгалактичного простору є одним із важливих завдань для майбутніх радіотелескопів. Досі аргументи на користь наявності магнітних полів у далекому Всесвіті ґрунтуються на спостереженнях нетеплового радіовипромінювання та фарадеївського обертання в галактиках на великих червоних зміщеннях. Войди великомасштабної струк-

тури Всесвіту також мають ненульове значення магнітного поля (підрозд. 3.4). Останні існували вже в квазізоряних об'єктах в епохи з червоним зміщенням, щонайменше, $z \approx 5$ і в галактиках зі спалахом зореутворення з червоним зміщенням, щонайменше, $z \approx 4$. Проте найранішні магнітні поля ще належить відкрити.

3.3.1. Короткий історичний екскурс

Перше повідомлення про космічне магнітне поле за межами Землі стало результатом прямого вимірювання в 1908 р. ефекту Зеемана в магнітних полях сонячних плям. У 1950 р. було висловлено припущення про те, що спостережні космічні промені потребують наявності магнітних полів для їх створення та підтримання в Галактиці. У 1949 р. вперше отримали успішні результати оптичних спостережень поляризації. Поляризацію оптичного та інфрачервоного випромінювання, що може зумовлюватися подовженими пилінками, які вирівнюються в магнітних полях через механізм Девіса—Грінстайна, вперше описано в 1951 р. Спільнота оптичних астрономів таку інтерпретацію не приймала протягом тривалого часу. З появою радіоастрономії цю суперечку було вирішено, і почалося активне дослідження магнітних полів.

Дослідження з радіоастрономії розпочалися в 1932 р. з виявлення радіовипромінювання в континуумі від Молочного Шляху. Незабаром з'ясували, що спостережні радіохвилі мають нетепловий характер. У 1950 р. було виявлено, що радіовипромінювання зумовлено релятивістськими електронами космічних променів, що обертаються в магнітних полях, випромінюючи радіохвилі в синхротронному процесі. Виявлено, що синхротронне випромінювання має бути сильно поляризованим. В однорідних магнітних полях можна очікувати до 75 % лінійної поляризації випромінювання континууму. Це припущення підтверджене спостерігачами оптичного випромінювання, які з'ясували, що Крабоподібна туманність є високо поляризованою (1954). У 1957 р. було підтверджено радіополяризацію туманності. Уперше виявлення лінійної поляризації радіохвиль від Галактики засвідчено в 1962 р. Саме тоді було відкрито поляризацію яскравої радіогалактики Лебідь А та обертання Фарадея кута поляризації лінійно поляризованого радіовипромінювання в Центаврї А. Спостереження Молочного Шляху свідчать, що його міжзоряне середовище також може викликати ефект Фарадея.



Тривалий час міжзоряні й позагалактичні магнітні поля за спостереженнями лінійної поляризації, а також ефект Зеємана спектральних радіоліній не можна було виявити. У 1968 р. ефект Зеємана на радіохвилях успішно спостерігався в профілі поглинання лінії H I у напрямку на Кассіопею А. Починаючи з цього часу зібрано вагомі дані про розподіл магнітних полів у Молочному Шляху.

Перші припущення про наявність магнітних полів у сусідніх галактиках були зроблені в 1958 р. й ґрунтувалися на спостереженнях поляризації зорь у галактиці Андромеди (M31). У 1967 р. розпочалися спостереження лінійної поляризації розсіяного зоряного світла в яскравих близьких галактиках. У 1970 р. поляризацію світла від зорь у Магелланових Хмарах пояснювали наявністю магнітних полів у сусідніх галактиках. Низькочастотними радіоспостереженнями галактик виявлено нетеплові спектри, що свідчить про присутність магнітних полів. Відкриття в 1972 р. лінійної поляризації радіовипромінювання від сусідніх галактик сприяло можливості накопичення знань про морфологію магнітних полів у галактиках. Ці результати ранніх радіоспостережень добре узгоджувалися з результатами ранніх оптичних досліджень поляризації галактик.

3.3.2. Методи спостережень магнітного поля та синхротронний механізм випромінювання

Міжзоряні магнітні поля в нашій Галактиці та в інших галактиках вивчаються за нетепловим випромінюванням релятивістських електронів у магнітному полі, за ефектом Фарадея обертання площини поляризації радіовипромінювання в частково іонізованому міжзоряному середовищі, за міжзоряною поляризацією світла, спричиненою орієнтацією пилинок у магнітному полі, за ефектом Зеємана розщеплення радіоліній в магнітнім полі. Методи вимірювання магнітних полів є непрямими (крім методу за ефектом Зеємана). Більшість даних отримують вимірюваннями поляризації оптичного (далекого) інфрачервоного та радіовипромінювання.

Синхротронний механізм випромінювання. Ефекти поляризації. Головні осі витягнутих частинок пилу, що обертаються, можуть орієнтуватися перпендикулярно до ліній поля внаслідок параманітного вирівнювання (Davis and Greenstein, 1951) або, що ефективніше, за допомогою радіаційного вирівнювання обертального

моменту (Hoang and Lazarian, 2008). Для частинок, спостережуваних із їх головної осі, що перпендикулярна до лінії зору, різні поглинання уздовж великої й малої осей зумовлюють поляризацію з напрямком $\vec{E}$ -векторів, які паралельні полю. Це є підґрунтям для вимірювання магнітних полів із оптичної та ближньої інфрачервоної поляризації в процесі спостереження окремих зорь або дифузного зоряного світла. Поглинання найефективнішим є для гранул розмірами, близькими до довжини хвилі. Ці дрібні частинки вирівнюються тільки в середовищі міжмолекулярними хмарами, а не в самих щільних хмарах (Cho & Lazarian, 2005).

Детальна фізика вирівнювання є складною і залежить від магнітних властивостей частинок. Зв'язок між ступенем поляризації p та елементом об'єму уздовж променя зору δL задається так (Ellis & Аксон, 1978):

$$p = \frac{KB_{\perp}^2 \zeta \delta L}{N_H T_g T^{1/2}}, \quad (3.23)$$

де T_g , T — температури відповідно газу та пилових гранул, N_H — густина газу, ζ — просторова густина пилових гранул; $B_{\perp}$ — компонента індукції магнітного поля, перпендикулярна до променя зору, K — стала. В теорії утворення оптичної поляризації є багато нез'ясованих питань. Світло може бути поляризованим у процесі, що непов'язаний з магнітним полем. Тому вивчення магнітних полів оптичними методами передбачає чітке розділення різних ефектів поляризації.

У далекому ІЧ- та субміліметровому діапазонах довжин хвиль власна емісія витягнутих пилових гранул є поляризованою, тому розсіяним випромінюванням можна знехтувати. Поляриметрія в далекому ІЧ-діапазоні дає змогу вивчати пилові частинки у теплих областях молекулярних хмар, а субміліметрова поляриметрія — співнаправлені пилові частинки великих розмірів у найщільніших областях хмар. Величину поля можна грубо оцінити з дисперсії швидкості молекулярного газу вздовж променя зору та дисперсії кутів поляризації в картинній площині методом Чандрасекхара—Фермі (1953), розвинутим на випадок суперпозиції великомасштабного та турбулентного полів Гільдебрандом (Hildebrand) та ін. (2009) та Гоудом (Houde) та ін. (2009). На радіочастотах лінійно поляризовані хвилі генеруються релятивістськими



електронами у магнітному полі. В цьому випадку завдяки синхротронному механізму відбувається випромінювання з вектором $\vec{E}$, перпендикулярним до орієнтації магнітного поля (Гінзбург, Сироватський, 1969).

Для отримання правильного результату спостережний вектор поляризації має бути скоригований за обертання Фарадея площини поляризації радіовипромінювання у частково іонізованому міжзоряному середовищі, що присутнє у самій галактиці, міжгалактичному середовищі та нашій Галактиці. Для врахування ефекту Фарадея необхідно спостерігати на декількох частотах.

Обертання Фарадея та деполаризація Фарадея. Ефект Фарадея полягає в тому, що під час поширення лінійно поляризованого світла чи радіохвилі через оптично неактивне середовище з магнітним полем спостерігається обертання площини поляризації. Феноменологічне пояснення ефекту таке. Лінійно поляризоване випромінювання можна подати як суперпозицію двох хвиль з циркулярними поляризаціями протилежних напрямків. У зовнішньому магнітному полі показники заломлення цих двох хвиль стають різними. Внаслідок цього хвилі поширюються (вдovж силових ліній магнітного поля) з різними фазовими швидкостями, набуваючи залежну від геометричного шляху та величини поля різницю фаз коливань. Це призводить до ефекту Фарадея обертання площини поляризації (рис. 3.26).

Ефект Фарадея дає можливість вивчати магнітне поле, точніше його регулярну (див. нижче) компоненту, вздовж променя зору. Кут обертання Φ , індукційований поляризованою радіохвилею, задається формулою

$$\Phi = k\lambda^2 [n_e B_{\parallel} dl], \quad (3.24)$$

де λ — довжина хвилі спостереження, n_e — електронна густина, $B_{\parallel}$ — величина компоненти магнітного поля вздовж променя зору, dl — елемент довжини шляху хвилі вздовж поля (за повної довжини L), k — деяка стала. На практиці зручно користуватися фарадеївською глибиною (ФГ) FD (Faradey Depth, Burn, 1966) такою, що $\Phi = FD\lambda^2$ ($FD = 0,81 \langle n_e B_{\parallel} \rangle L (rad/m^2)$, де розмірність n_e — cm^{-3}).

У поляризаційних дослідженнях галактик часто спостерігається ефект деполаризації Фарадея. Він полягає в зменшенні сту-

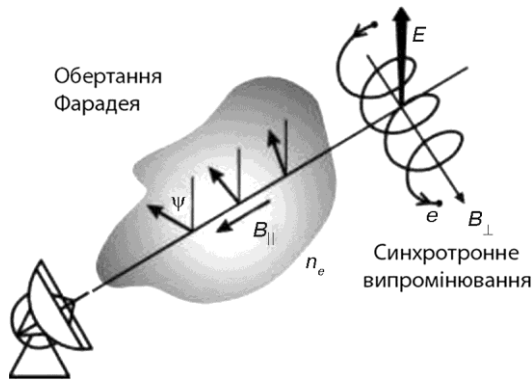


Рис. 3.26. Синхротронне випромінювання та обертання Фарадея

пеня лінійної поляризації випромінювання. Наприклад, якщо протягне вздовж променя зору джерело лінійно поляризованого випромінювання знаходиться в плазмі з магнітним полем, то від різних частин джерела спостерігач приймає випромінювання з різною орієнтацією вектора поляризації, що може зменшувати сумарну поляризацію джерела.

Спостережна величина міри обертання (МО) ідентична фізичній величині FD тільки в тому винятковому випадку, коли Φ — лінійна функція λ^2 (формула (3.24). У випадку єдиної (одинокі) випромінювальної та обертальної області із симетричним профілем магнітного поля маємо $МО = FD/2$, якщо деполаризація Фарадея є малою.

Використання обертання Фарадея є потужним інструментом вивчення магнітних полів позагалактичних радіоджерел. Обертання Фарадея в напрямку на джерело складається з власного обертання джерела та обертання від середовища переднього фону (міжгалактичний простір, середовище в галактиках, що трапляються на шляху, Молочний Шлях, міжпланетний простір, іоносфера Землі). Внески від міжгалактичного простору, середовища в галактиках і міжпланетного простору є малими, а від іоносфери можна точно врахувати. Тоді розглядають лише обертання Фарадея від джерела та від Молочного Шляху.

Кут обертання Фарадея є чутливим до знака напрямку поля. Внесок у обертання Фарадея робить тільки регулярне (когерентне, див. нижче) поле, а турбулентне поле (з частими змінами напрямку поля на протилежне) ні. Для типової густини плазми та величини регулярного поля у міжзоряному середовищі галактик



обертання Фарадея стає значним на довжинах хвиль, більших за декілька сантиметрів. Лише в центральних областях галактик таке обертання є сильним вже на довжини хвилі 1—3 см. За результатами вимірювання кута обертання Фарадея у багатохвильових спостереженнях можна визначити і величину, і напрямок регулярного поля вздовж променя зору.

За визначенням регулярні магнітні поля спрямовані в бік спостерігача, коли $MO > 0$. Величина $\langle n_e B_{\parallel} \rangle$ у формулі (3.24) — середнє від добутку $n_e B_{\parallel}$ уздовж променя зору, яке в загальному випадку не дорівнює добутку середніх $\langle n_e \rangle \langle B_{\parallel} \rangle$. Як наслідок, напруженість поля $\langle B_{\parallel} \rangle$ не можна легко визначити з МО, навіть якщо є додаткова інформація про $\langle n_e \rangle$, наприклад про вимірювання дисперсії випромінювання пульсарів.

Для вимірювання МО необхідно проводити поляризаційні спостереження принаймні в трьох частотних каналах із великим частотним розділенням у діапазоні частот, де деполаризація Фарадея є ще малою. У випадку сильної деполаризації Фарадея кут поляризації Φ вже не буде лінійною функцією λ^2 . Великими відхилення від закону λ^2 можуть бути також, якщо кілька випромінювальних і фарадей-обертальних джерел знаходяться в межах об'єму, що відповідає пучку телескопа. У таких випадках МО, що вимірюється в невеликому діапазоні довжин хвиль, суттєво коливається залежно від довжини хвилі, і дані поляризації в багатьох частотних каналах (спектрополяриметрії) є необхідними, щоб можна було застосовувати синтез МО (Brentjens and de Bruyn, 2005).

Якщо поляризоване випромінювання дуже слабе для детектування, то для застосування лишається можливим метод МО-мережі з вузлами в напрямку на поляризовані фонові квазари. Це дає змогу визначити великомасштабну картину поля в проміжній галактиці на промені зору (Кронберг та ін., 1992). Тут гранична відстань задається поляризованим потоком фонового квазара, який може значно перевищувати такий потік у проміжній галактиці, тому цей метод можна застосовувати до набагато більших відстаней, ніж МО-аналіз поляризованого випромінювання самої галактики переднього плану. Необхідно принаймні 10 випадковим чином розташованих фонових джерел за диском галактики, щоб розпізнати прості візерунки поля, та кілька тисяч джерел — для повної реконструкції поля (Степанов та ін., 2008). Сучасні спостереження за допомогою телескопів SKA (п. 1.3.5) здатні вирішити ці проблеми.

Принцип однакового розподілу енергій. Густина енергії космічних променів (переважно релятивістських протонів та електронів), магнітних полів та турбулентного руху газу, які усереднені за великими об'ємами міжзоряного середовища та за часом, приймаються порівнянними — принцип однакового розподілу енергій. На просторових шкалах, менших ніж довжина дифузії електронів космічних променів (типово менших за 100 пк), і на часових шкалах, менших ніж час прискорення космічних променів (типово декілька мільйонів років), умова однакового розподілу енергій не виконується.

Безпосередньо перевірити точність виконання умови однакового розподілу можна в нашій Галактиці, оскільки є незалежна інформація про густину енергії й спектр локальних космічних променів у місці вимірювання та дані про γ -промені, які випромінюються електронами через гальмівний механізм (bremstrahlung). У комбінації з даними синхротронного радіовипромінювання отримуємо локальну величину загального (тотального) поля, що становить приблизно 6 мкГс та у внутрішній Галактиці — 10 мкГс. Ці значення близькі до виведених із умови однакового розподілу. З комбінації радіо- та гамма-даних маємо значення поля, близькі до виведених з умови однакового розподілу у ВМХ (Мао та ін., 2012) та в області спалаху зореутворення галактики M82 (Yoast-Hull et al., 2013). Лінійна поляризація чітко засвідчує синхротронну емісію. Емісія одного електрона, що рухається в магнітному полі, є еліптично поляризованою. Для ансамблю електронів циркулярна поляризація є дуже низькою, а лінійна поляризація — високою. Її ступінь p_0 задається формулою

$$p_0 = (1 - \gamma) / (7 / 3 - \gamma), \quad (3.25)$$

де γ — спектральний індекс у законі розподілу електронів за енергіями. З огляду на галактичну радіоемісію з $\gamma = -2,8$ очікуваним максимальним значенням для лінійної поляризації є 74 %. У звичайній спостережній ситуації відсоток поляризації зменшується внаслідок флуктуацій орієнтації магнітного поля в межах об'єму, що відповідає пучку телескопа (біму), або деполаризацією Фарадея. Значення відсотка поляризації може бути ще меншим через домішку неполяризованого теплового випромінювання, яке може домінувати в областях зореутворення.

Ефект Зесмана. Цей ефект спостерігається в молекулярних хмарах як зсув частот протилежно поляризованих сигналів від



таких атомів та молекул, як HI, OH, H₂O тощо. Найчастіше спостерігають розщеплення в магнітному полі радіоліній 21 см атомарного водню HI та 18 см гідроксилу OH.

Ефект Зеемана є найбільш безпосереднім методом віддаленого детектування магнітних полів. Перше детектування магнітного поля відбулося оптичними методами у сонячних плямах, а радіодетектування — в лінії 21 см водню. За наявності магнітного поля $B_{\parallel}$ уздовж променя зору лінія з частотою ν_0 розщеплюється на дві компоненти (подовжній ефект Зеемана) з частотами $\nu_0 \pm \pm \frac{eB_{\parallel}}{4\pi mc}$ (e — заряд, m — маса, c — швидкість світла). У цих ком-

понент кругова поляризація має протилежні напрямки. Зсув частот становить 2,8 МГц на 1 Гс магнітної індукції для лінії водню. Поперечний ефект Зеемана набагато важче спостерігати, і в міжзоряному середовищі його досі не детектовано.

Магнітне поле в зовнішніх галактиках за ефектом Зеемана вимірюють дуже часто. Робішоу та ін. (2008), детектуючи ефект для OH-мегамазерної лінії 18 см у 5 далеких галактиках із зорутворенням, отримали величину полів у щільних газових хмарах від 0,5 мГс до 18 мГс. У близьких галактиках вимірювання можливі з глобальною мережею SKA (п. 1.3.5). (Одиниці вимірювання індукції магнітного поля: в системі СІ — 1 Тл, а в системі SGS — 1 Гс: 1 Гс = 10⁻⁴ Тл.) Для порівняння: загальне магнітне поле поблизу полюсів Сонця в мінімумі активності становить ~1 Гс.

3.3.3. Походження космічного магнетизму та теорія динамо

У Всесвіті магнітні поля є всюди. Від зорь і галактик до скупчень галактик та віддалених протогалактичних хмар спостерігаються великі області з магнітним полем значної напруженості. Однак незважаючи на їх широке розповсюдження, проблему походження космічних магнітних полів досі не вирішено.

Запропоновано дві альтернативні моделі походження магнітних полів галактик:

- модель з первісним магнітним полем, яке стискається у ході еволюції і тим самим підсилюється;
- теорія турбулентного гідромагнітного динамо.

Модель первісного магнітного поля розроблено Піддінгтоном (1964, 1978, 1981) на основі ідеї Гойла. Згідно з цією гіпотезою всі галактики були утворені з протогалактичних хмар, занурених у слабе (менше за 10^{-8} Гс) великомасштабне (більше ніж 1 Мпк) магнітне поле. Різні класи галактик формуються залежно від кута між вектором поля $\vec{B}$ та вектором обертання протохмари. Спочатку ця модель здавалася цілком придатною для пояснення магнетизму галактик. Якщо прийняти індукцію первісного поля 10^{-8} Гс, то за його стиснення у 100 разів отримується поле величиною в декілька мікрогауссів, що й спостерігається в галактиках. Однак у ході подальших спостережень міжгалактичного магнітного поля одержали, що верхня межа сягає 10^{-9} – 10^{-10} Гс, тоді стисненням отримати поле в декілька мікрогауссів складно.

Крім того, Паркер (1979) показав, що внаслідок турбулентних рухів первісне поле за 10^7 років має зруйнуватися. Тому, на його думку, правдоподібнішою є теорія турбулентного гідромагнітного динамо (Паркер, 1955). У 1971 р. він розробив цю теорію для галактик, а перед цим — для Сонця, Землі та планет. Відзначимо працю Рузмайкіна та Шукурова (1981), які створили сучаснішу версію теорії, враховуючи відомі на той час спостережні дані.

Паркер (1971) запропонував концепцію α - Ω -динамо, в якій середнє тороїдальне магнітне поле галактики генерується диференціальним обертанням із кутовою швидкістю Ω з первинного полоїдального магнітного поля. В свою чергу полоїдальне поле регенерується з тороїдального поля через так званий ефект циклонічної конвекції (α -ефект). Він описав механізм динамо в геометрії «слеба» (anslab — плита) тонкого шару нескінченно протягнутого електропровідного газу з циклонічно-турбулентним рухом (*in cyclonic turbulent motion subject to a large shear*).

Гідромагнітне динамо — це механізм підсилення або підтримання стаціонарного (або коливного) стану магнітного поля гідродинамічними рухами електропровідного середовища. Модель галактичного динамо, як вважають, здатна пояснити підсилювання слабких «первісних» магнітних полів до напруженостей, які вимірюються в нашій та інших галактиках. Питання полягає в тому, звідки ці первісні поля з'явилися? Чи є вони продуктом останніх часів пострекомбінаційної епохи, чи їх космологічне походження є більш раннім? Ідея первісного магнетизму приваблива тим, що вона легше пояснює великомасштабні магнітні



поля, особливо знайдені у ранніх протогалактичних системах. «Первісних» полів потребують і теорія Піддінгтона, і теорія динамо. Проте перевагою теорії є те, що вона пояснює підсилення в 10^3 та більше разів. Нелінійна теорія динамо може передбачити і більші підсилення.

Утворення «первісних» полів потребує неперервного розділення електричних зарядів. Для цього пропонувалася низка механізмів: батарея Бірмана, нестабільність Вейбеля (Weibel) (Lazar et al., 2009), флуктуації міжгалактичної термальної плазми після початку реіонізації (Schlickeiser, 2012). Ці механізми можуть генерувати зародкові поля $\leq 10^{-12}$ Гс у перших галактиках та зорях. Такого самого порядку величини у ранньому Всесвіті може згенерувати великомасштабне міжгалактичне поле, яке може бути первісним у протогалактиках. Результати оцінювання такого поля сумісні з середньою величиною міжгалактичного поля — $\geq 10^{-16}$ Гс, оціненою за спостереженнями γ -променів високих енергій установками HESS і FERMI (Неронов і Вовк, 2010; Еліїв та ін., 2009). Однак таке великомасштабне первісне поле важко підтримувати, бо внаслідок диференціального обертання галактики силові лінії мали б сильно закручуватися, а цього не спостерігається (Шукуров, 2005).

Намагніченості протогалактик до $\geq 10^{-9}$ Гс можна досягти за рахунок викиду поля від перших зорь або перших чорних дір з наступною дією механізму динамо, який перетворює механічну енергію на магнітну. Він підсилює та/або впорядковує зародкове поле. Дія динамо на малих шкалах або на флуктуації не потребує загального обертання, а лише турбулентного руху газу (Бранденбург & Subramanian, 2005). Джерелами турбулентності можуть бути теплова віріалізація в протогалактичних гало або наднові в диску, або магнето-обертна нестійкість (Рюдигер і Холлербах, 2004). Менш ніж за 10^8 років слабкі первісні поля посилюються до рівня густини енергії турбулентності і досягають величини в декілька мікрогауссів (Шлейхер та ін., 2010).

Великомасштабне магнітне поле підсилюється та підтримується дією великомасштабного механізму динамо. Відповідно до теорії динамо структура усередненого великомасштабного поля (Рузмайкін та ін., 1988; Віелебінські, Краузе, 1993; Бек та ін., 1999; Lesch-Chiba, 1997) проявляється в спіральних візерунках із різними напрямками азимутального поля та з різними симетрія-

ми відносно галактичної площини. Мода, яка найлегше збуджується, є аксіально симетричною спіральною (ASS) модою. Наступною є вища мода — бісиметрична спіральна (BSS) мода. Конфігурація поля може бути або симетричною (квадрупольного типу), або антисиметричною (дипольного типу) відносно галактичної площини. Згідно з теорією динамо пітч-кут спіралі магнітного поля визначається порядком динамо моди та не залежить від пітч-кута газового спірального рукава.

ASS та BSS конфігурації поля можуть бути розрізнені у спостереженнях аналізу МО (мір обертання Фарадея), що описано у низці праць (Соколов, 1992; Беркхейзен та ін., 1997). З'ясовано, зокрема, що галактики M31 та IC342 з великою точністю демонструють ASS-моду (Бек, 1982; Краузе, 1989), а інші галактики — суперпозицію різних мод. Як спеціальний випадок виокремлюється M 81 з домінантним полем BSS (Krause, 1998; Соколов, 1992). Домінантність структури BSS-поля передбачає додатковий фізичний механізм, який можна застосовувати у виняткових випадках. Для M 81 розроблено тривимірне нелінійне динамо, яке, зокрема, передбачає спотворене поле швидкостей внаслідок взаємодії з компаньйоном NGC 3077 (Moss et al., 1993). Альтернативний механізм — це параметричний резонанс за спіральними хвилями густини, як запропоновано у праці Chiba&Tosa (1990) та чисельно досліджено Moss (1996).

Те, що диски декількох спіральних галактик дійсно виявляють великомасштабні моделі МО переконливо свідчить про правильність механізму генерації α - Ω -динамо. M 31 є прототипом магнітного поля, що генерується механізмом динамо. Зміна МО з періодом 360° (рис. 3.27) свідчить про домінуючу структуру осесиметричної спіралі (ASS) для поля диска (режим динамо $m = 0$) (Флетчер та ін., 2004).

3.3.4. Структура магнітних полів у галактиках

Складові магнітного поля галактик. Значення повного магнітного поля B оцінюють за густиною його енергії, пропорційної B^2 . З огляду на векторний характер динамічний ефект магнітного поля також залежить від його структури та ступеня впорядкованості. Повне магнітне поле в галактиках звичайно визначають за повною інтенсивністю синхротронного випромінювання, яка є мірою густини електронів космічних променів у

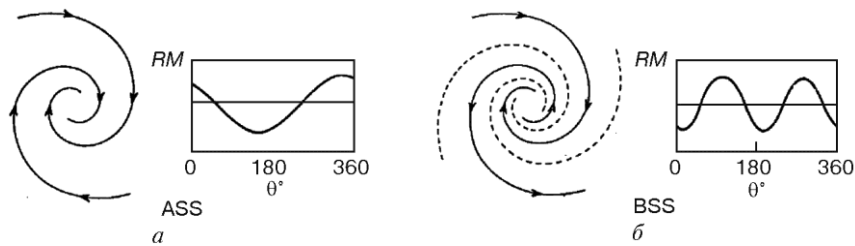


Рис. 3.27. Схематичні зображення конфігурацій магнітного поля та азимутальні варіації МО (виміряної на великій осі) для полів аксіально симетричної спіралі ASS (а) та бісиметричної спіралі BSS (б) в нахилених галактиках (Krause, 1990)

відповідному діапазоні енергій та величини компоненти $B_{\perp}$ повного магнітного поля в картинній площині. Повне поле квадратичним чином розкладають на регулярну та турбулентну складові: $B_{\perp}^2 = B_{reg,\perp}^2 + B_{turb,\perp}^2$. Регулярне поле в картинній площині $B_{reg,\perp}$ визначається за інтенсивністю та напрямом поляризації поляризованого випромінювання в радіо-, оптичному, ІЧ- та субміліметровому діапазонах. Компоненту регулярного поля вздовж променя зору $B_{reg,\parallel}$ знаходять за обертанням Фарадея, деполаризацією Фарадея та ефектом (поздовжнім) Зеємана.

Турбулентне поле розділяють на ізотропне та анізотропне: $B_{turb}^2 = B_{iso}^2 + B_{aniso}^2$. Компоненту ізотропного турбулентного поля в картинній площині $B_{iso,\perp}$ визначають за інтенсивністю неполяризованого синхротронного випромінювання, деполаризацією пучка телескопа або деполаризацією Фарадея. Компоненту цього поля вздовж променя зору $B_{iso,\parallel}$ знаходять за деполаризацією Фарадея. Неполяризоване синхротронне випромінювання спричинюється ізотропними турбулентними полями з випадковими напрямками, посиленими та «заплутаними» турбулентними потоками газу.

Анізотропне турбулентне магнітне поле генерується з ізотропних турбулентних магнітних полів у випадку стискання або зсуву газових потоків, які мають переважну орієнтацію, але їх напрямки часто змінюється на малих масштабах. Оскільки вектори поляризації є не однозначними, а визначеними з точністю до 180° , за ними не можна відрізнити регулярні (когерентні) поля з постійним напрямком у межах пучка телескопа від анізотропно-

го турбулентного магнітного поля. Тому корінь із суми квадратів анізотропного турбулентного поля та регулярного поля: $B_{ord,\perp}^2 = B_{reg,\perp}^2 + B_{aniso,\perp}^2$ називають упорядкованим полем. Поляризована емісія виникає від упорядкованих полів; ця складова поля обумовлюється інтенсивністю та векторами поляризації, визначеними з радіо-, оптичних, ІЧ- або субміліметрових спостережень. Анізотропні турбулентні поля та регулярні поля не можна розрізнити за поляризаційними спостереженнями; для цього використовують обертання Фарадея.

Магнітні поля в галактиках спостерігаються саме тими методами, що й у Молочному Шляху за винятком методу за пульсарами, виявленими лише в Магелланових хмарах. Природно, що просторовий розподіл набагато гірший в галактиках, і детальна структура полів в позагалактичних об'єктах на шкалах, менших за 100 пк, лишається невидимою. Водночас великомасштабні властивості полів як у загальній структурі, так і у загальній протяжності можна найкраще виміряти в зовнішніх галактиках. Тому спостереження міжзоряних полів у МШ та в інших галактиках взаємно доповнюють одне одного.

Властивості компонент магнітного поля узагальнено в табл. 3.7.

Упорядковані та регулярні поля. Спіральні візерунки магнітного поля знайдено майже в усіх спостережуваних спіральних галактиках, навіть у тих, в яких бракує оптичної спіральної структури, як у галактики з кільцем NGC 4736 (рис. 3.28) і у галактик з флоккулярною структурою (наприклад, M33). У неправильних галактик видно здебільшого деякі «шматки» спіральної структури. Поля спірального типу спостерігаються також в ядерних областях зореутворення перетнутих галактик. Галактики типу Sa і S0 та еліптичні галактики без активного ядра мають слабе зореутворення і, отже, виробляють мало космічних променів, які могли би генерувати синхротронне випромінювання. Винятком можна вважати галактику M104 (Сомбреро) типу Sa з відомим кільцем пилу, де виявлено слабкі впорядковані магнітні поля (Krause et al., 2006).

Упорядковані магнітні поля, що виявляються за спостереженнями поляризованого випромінювання, можуть бути регулярними (з когерентним напрямком) або анізотропними турбулентними (див вище). Міра обертання (МО) Фарадея є відображенням лише регулярних полів; її зазвичай знаходять на декількох



Таблиця 3.6. Компоненти магнітного поля і їх спостережні дані

Компонента поля	Позначення	Влас- тивість	Результати спостереження
Повне поле	$B^2 = B_{turb}^2 + B_{reg}^2$	3D	Повна синхротронна інтенсивність, скоригована за нахилом
Повне поле, перпендикулярне до променя зору	$B_{\perp}^2 = B_{turb,\perp}^2 + B_{reg,\perp}^2$	2D	Повна синхротронна інтенсивність
Турбулентне поле	$B_{turb}^2 = B_{iso}^2 + B_{aniso}^2$	3D	Повна синхротронна емісія, частково поляризована, скоригована за нахилом
Ізотропне турбулентне поле, перпендикулярне до променя зору	$B_{iso,\perp}$	2D	Неполяризована синхротронна інтенсивність, деполаризація пучка, деполаризація Фарадея
Ізотропне турбулентне поле вздовж променя зору	$B_{iso,\parallel}$	1D	Деполаризація Фарадея
Впорядковане поле, перпендикулярне до променя зору	$B_{ord,\perp}^2 = B_{aniso,\perp}^2 + B_{reg,\perp}^2$	2D	Інтенсивність та вектори поляризації (радіо-, оптичної, ІЧ- або субміліметрової)
Анізотропне турбулентне поле, перпендикулярне до променя зору	$B_{aniso,\perp}$	2D	Інтенсивність та вектори поляризації (радіо-, оптичної, ІЧ- або субміліметрової), деполаризація Фарадея
Регулярне поле, перпендикулярне до променя зору	$B_{reg,\perp}$	2D	Інтенсивність та вектори поляризації (радіо-, оптичної, ІЧ- або субміліметрової)
Регулярне поле вздовж променя зору	$B_{reg,\parallel}$	1D	Обертання та деполаризація Фарадея, ефект Зеємана

довжинах хвиль поляризаційних радіоспостережень. Тип головних спіральних мод динамо в нахилених дискових галактиках можна визначити з періодичності азимутальної МО (див. рис. 3.27) (МО можна знайти за дифузним поляризованим випромінюванням (Krause, 1990) або за даними поляризованого фонових джерела (Степанов та ін., 2008)). За накладання кількох мод динамо необхідно провести Фур'є-аналіз зміни МО. Сучасне розділення телескопів є достатнім для того, щоб ідентифікувати не більше 2—3 мод.

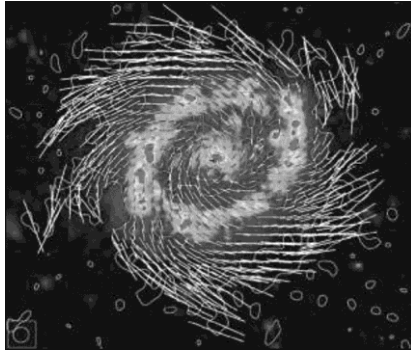


Рис. 3.28. Галактика з кільцем NGC 4736. Вектор магнітної індукції поляризованого випромінювання на 8,46 Гц (3,5 см), спостереженого на VLA (Chyży & Buta, 2008). Фонове $H\alpha$ -зображення виконано Johan Hendrik Knapen (Inst. Astr. de Canarias)

Прототипом динамо-згенерованої моди $m = 0$ (рис. 3.31) вважають магнітне поле в М31. Це відкриття стало можливим

із огляду на суттєву кутову протяжність та великий нахил М31. Інтенсивність поляризованого випромінювання на лінії 6 см є найсильнішою поблизу малої осі, де компонента поля $B_{\perp}$ є найбільшою (рис. 3.30), а максимуми в МО спостерігаються поблизу великої осі, де компонента поля $B_{\parallel}$ є найбільшою (рис. 3.29). Така одноперіодична (в межах одного обороту) зміна МО чітко засвідчує домінуючу аксіально-симетричну спіраль (ASS) поля диска М31 (режим динамо $m = 0$) (Флетчер та ін., 2004), протяжність якої від центру становить принаймні 25 кпк, що впливає зі спостережень щодо МО-мережі (Хан та ін., 1998). Серед інших галактик з домінуючим ASS дисковим полем є: близька спіральна галактика IC 342, галактика в Діві NGC 4254, видимі майже з ребра галактики NGC 253 (рис. 3.22), NGC 891 і NGC 5775, нерегулярна Велика Магелланова Хмара (BMX).

На довжинах хвиль, менших за 6 см, обертання Фарадея поляризованого синхротронного випромінювання здебільшого є невеликим (за винятком центральних областей галактики), так що за B -векторами безпосередньо простежуються напрямки упорядкованого поля (яке може бути регулярним або анізотропним турбулентним, табл. 3.7). На більших довжинах хвиль потрібно виконувати корекцію за обертання Фарадея.

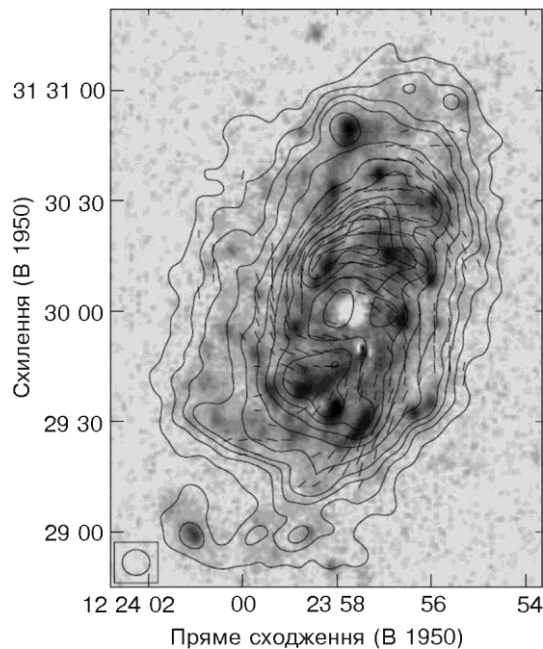
Потоки газу в «гладких» галактиках (без бару, без припливної взаємодії, без сильних (контрастних) хвиль густини) є майже коловими, а силові лінії поля — спіральними; вони не йдуть за потоками газу. Якщо великомасштабні магнітні поля в заморожені в газ, то диференціальне обертання буде «здувати» їх за дуже малих пітч-кутів (кутів зустрічі). Спостережні плавні спіральні візерунки із великими пітч-кутами (10° — 40° ; Флетчер, 2010) свідчать

про загальність розв'язку між магнітними полями і газовим потоком через магнітну дифузію, який є значущим показником дії механізму α - Ω -динамо. Крім динамо немає інших моделей, для пояснення магнітних спіральних візерунків у галактиках різних типів (рис. 3.29).

У більшості спостережуваних галактик виявлено спіральну картину поляризації, яку не вдається пояснити в рамках будь-якої великомасштабної моделі МО як свідчення регулярних полів. Часто наявних даних поляризації недостатньо для отримання достовірних МО. В інших випадках, навіть коли якість результатів висока, великомасштабні моделі МО не можуть бути застосовними.

Іншими словами, спіральний візерунок магнітних полів не може бути наслідком лише теорії α - Ω -динамо. У багатих на газ галактиках із сильними хвилями густини речовини магнітний спіральний візерунок зазвичай повторює спіральний візерунок газових рукавів. Наприклад, у галактиці M 51 (рис. 3.30), яку можна вважати прототипом галактик із сильними хвилями густини, кут нахилу магнітних силових ліній здебільшого такий самий, як і

Рис. 3.29. Галактика NGC 4414. Приклад магнітної спіральної структури за відсутності контрастних оптичних спіральних рукавів (Soida et al., 2002). Конттури відповідають інтенсивності поляризованого випромінювання на частоті 8,44 ГГц, штрихи — B -вектори поля, накладені на $H\alpha$ -зображення галактики NGC 4414



холодного газу, у внутрішній області галактики, але відхилення спостерігаються в зовнішніх частинах галактики, де суттєвими є припливні ефекти від галактики-супутника (Патрикеев та ін., 2006). У теорії динамо кут нахилу магнітних ліній залежить від глобальних параметрів і його важко узгодити з кутом нахилу спіральної структури газу. У зовнішній частині галактики впорядковані поля збігаються із зовнішніми південними і південно-західними спіральними рукавами. Північно-східне поле відхиляється від газового рукава та вказує на компаньйона.

У спіральних рукавах галактик сильні потоки стиснення та зсувів хвиль густини матерії породжують анізотропні турбулентні поля (з частими розворотами) спіральної форми, які набагато сильніші, ніж основне регулярне поле (наприклад, галактика М 51). У галактиках без хвиль густини в моделі може бути застосовано кілька режимів динамо, але через обмежені чутливість і роздільну здатність сучасних телескопів не можна відокремити найкращі моделі. Інше пояснення полягає в тому, що часова шкала генерації великомасштабних мод більша, ніж час життя галактики, тому регулярне поле ще не повністю організоване і лишається обмеженим на невеликих ділянках.

Якби чудовий спіральний візерунок в М 51, видимий у поляризованому радіовипромінюванні (рис. 3.30), був результатом регулярного поля, то його мав би супроводжувати великомасштабний візерунок під час спостереження обертання Фарадея, але його не видно. Це означає, що більша частина впорядкованого магнітного поля є анізотропно турбулентною, можливо, згенерованою в процесі стискання і зсуву неаксіально-симетричних потоків. Анізотропне поле є найсильнішим в місцях пилових смуг на внутрішній кромці внутрішніх газових спіральних рукавів унаслідок стискання ізотропних турбулентних полів ударними хвилями густини. Анізотропні поля також заповнюють міжрукавний простір, де немає ознак компресії. Вони, ймовірно, виникають через зсув потоків. Регулярні поля також існують в М 51, але вони значно слабкіші.

Упорядковані магнітні поля можуть також утворювати спіральні структури, які не пов'язані з оптичним спіральним візерунком. Довгі, сильно поляризовані філаменти виявлено в зовнішніх областях IC 342, де існують тільки слабкі рукава випромінювання в лінії HI (Краузе та ін., 1989). Подальшими спостереженнями на довжині хвилі 20 см виявлено систему таких структур, що простираються на великі відстані від центру.

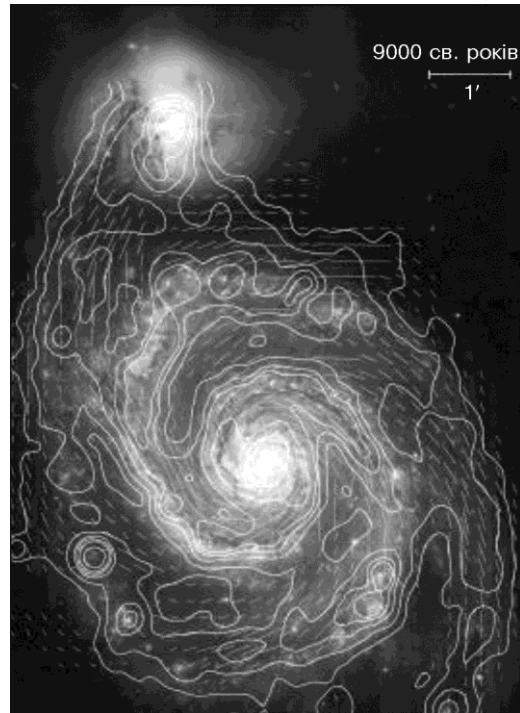


Рис. 3.30. Спіральна галактика М 51. Повна радіоінтенсивність (світлі контури) та B -вектори індукції на 4,86 ГГц (6,2 см) за спостереженнями на VLA та 100-метровому телескопі в Ефельсберзі (Fletcher et al., 2011). Фонове оптичне зображення отримано на Космічному телескопі Габбла (Hubble Heritage Team; огляд Бек-Вілебінські, 2013)

Вимірюючи розподіли знака МО і поля швидкостей з обох боків великої осі галактики, можна легко розрізнити внутрішні й зовнішні напрямки радіальної складової ASS-поля. Моделі динамо прогнозують, що обидва знаки мають однакову ймовірність, що підтверджується спостереженнями. ASS-поля М 31, IC 342, NGC 253 і компонента ASS-поля в NGC 6946 направлені всередину, а NGC 4254, NGC 5775 і ASS-складова поля диска в М 51 — назовні.

Галактики М 81 та М 83 нині є єдиними кандидатами серед близьких галактик на наявність домінуючого поля бісиметричної спіралі (BSS, $m = 1$), що характеризується двічі періодичною зміною МО, але якість даних є обмеженою в усіх цих випадках. Поля домінуючої BSS рідкісні, як це і передбачається моделями динамо. Існує думка, що припливні взаємодії можуть збуджувати моду BSS, але ніякої переваги для структури BSS не було виявлено навіть у найсильніше взаємодійних галактиках у скупченні

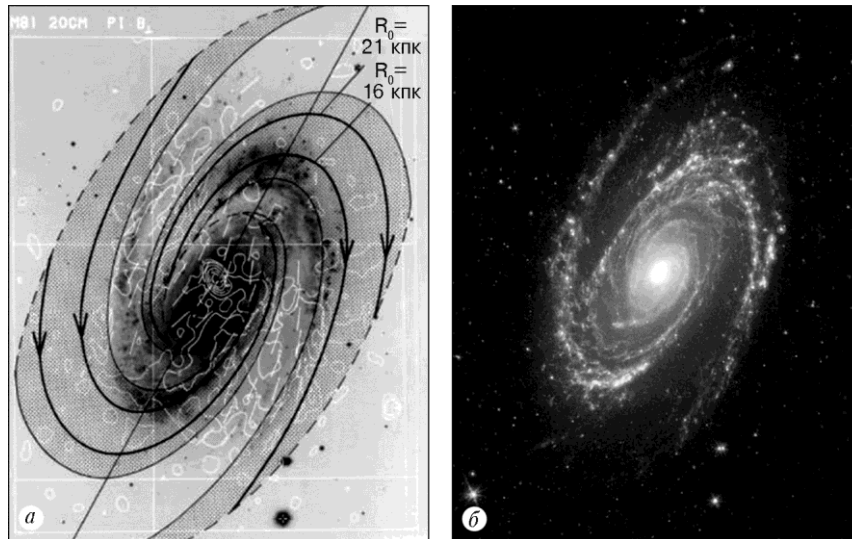


Рис. 3.31. Великомасштабна структура бісиметричного магнітного поля в галактиці М 81 (Krause et al., 1989) (*а* — спіралі магнітного поля показані для галактоцентричних радіусів 3—12 кпк; напрямки магнітного поля позначено стрілками), а також зображення М 81, отримане телескопом «Spitzer» (*б*) (синій колір — випромінювання зорь на довжині хвилі 3,6 мкм, зелений — випромінювання поліциклічних ароматичних вуглеводів міжзоряного середовища на 8 мкм, червоний — випромінювання нагрітого міжзоряного пилу на 24 мкм). Обидва зображення повернуті на 270° (NASA/JPL)

Діви. Згідно з іншою думкою, заплутані первісні міжгалактичні поля можуть зумовлювати виникнення галактичних полів типу BSS, але це не підтверджується наявними спостереженнями. На рис. 3.31 наведено схему бісиметричного поля М 81 (NGC 3031, галактика Боме).

Обертання Фарадея в NGC 6946 і в деяких подібних галактиках з магнітними рукавами можна описати у вигляді суперпозиції двох азимутальних мод динамо ($m = 0$ і $m = 2$) з приблизно однаковими амплітудами, де квадросиметрична QSS-мода ($m = 2$) зсувається за фазою відносно хвилі густини (Beck, 2007). Ця модель базована на МО-картині для NGC 6946 з різними напрямками поля в північному та південному магнітних рукавах. Слабкіша QSS-мода, накладена на домінуючу ASS-моду, виявляється також у диску М 51 (див. рис. 3.30) і у внутрішній частині М 31. Суперпозицією ASS- і BSS-мод можна описати поля в



М 33 і NGC 4254, тоді як для опису низки інших галактик необхідні три режими (ASS + BSS + QSS) (Флетчер, 2010; додаток, табл. 5). Зазначимо, що за результатами ранніх досліджень одержували BSS-структуру поля в диску М 51, саме це стимулювало пошуки такої структури поля в інших галактиках.

Великомасштабні польові розвороти виявлено в Молочному Шляху з пульсарної МО, але нічого подібного досі не знайдено в зовнішніх спіральних галактиках, хоча карти МО Фарадея з високою роздільною здатністю доступні для багатьох спіральних галактик. У М 81 домінантне BSS-поле (рис. 3.31) можливо має два великомасштабних розвороти (Krause та ін., 1989). Дискові поля декількох галактик можна описати суперпозицією мод, де розвороти можуть виникнути в диску в обмежених діапазонах радіальної й азимутальної змінних, наприклад, в NGC 4414 (Sõida et al., 2002). Однак кратних розворотів у радіальному напрямку, як це спостерігається в Молочному Шляху, не було знайдено в диску жодної галактики. Задовільного пояснення цьому немає. Розвороти на менших масштабах, імовірно, є частими, але їх важко виявити в зовнішніх галактиках з телескопами сучасної роздільної здатності. Тільки в перетнутій галактиці NGC 7479, де джет у радіодіапазоні є яскравим поляризованим фоном (рис. 3.32), кілька розворотів на масштабі 1—2 кпк виявлено на передньому плані диска галактики (Laine & Beck, 2008).

Азимутальна симетрія динамо-мод відома в багатьох галактиках, а вертикальна симетрія (парна чи непарна) є набагато складнішою для визначення. Візерунки МО парної та непарної мод є подібними для слабко нахилених галактик. Знак тороїдального поля непарних мод змінюється вище та нижче від площини галактики. Отже, в слабко нахилених галактиках з непарною модою половина МО обумовлює той самий ефект, що й у полі з парною симетрією. Тип симетрії стає видимим тільки в сильно нахилених галактиках, коли знак МО змінюється або вище, або нижче від екваторіальної площини. Прикладами галактик з парною модою є М 31, NGC 253, NGC 891, NGC 5775.

Структури магнітного поля в спіральних галактиках є складними. Результати спостережень можна краще пояснити суперпозицією динамо-згенерованих мод регулярних полів у поєднанні з дифузним теплим газом, плюс анізотропні турбулентні поля зсуву та стиснення потоків, плюс ізотропні турбулентні поля в поєднанні з холодним газом. Магнітні поля в перетнутих спіраль-

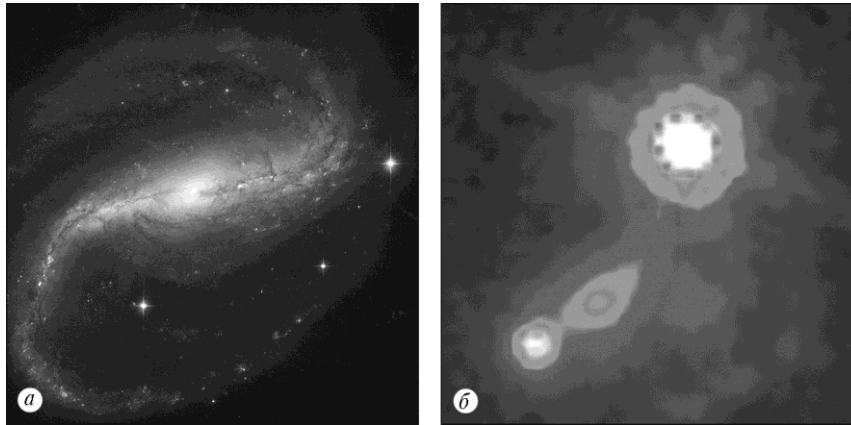


Рис. 3.32. Галактика NGC 7479 (Пропелер), в якій спіральні рукава створюють зворотний знак «S», коли вони обертаються проти годинникової стрілки (а) (галактика випромінює джет в радіодіапазоні, який «згинається» в протилежному напрямку до зорь і пилу в рукавах галактики; відома спалахами двох наднових; має активне ядро (Sy2); у ній виявлено мазерну емісію H_2O), а також система CLASS B1152 + 199, в яку входять квазар на відстані 8 млрд св. років і галактика-грав-лінза на відстані 4,6 млрд св. років, що подвоїла зображення квазара (б). На сьогодні це найдальша галактика з виміряним когерентним магнітним полем (Mao et al., 2017)

них галактиках поводяться аналогічно. Для детальнішої моделі фізики взаємодії поля з газом потрібні дані з високою роздільною здатністю з майбутніх телескопів (розд. 1).

Вимірювання магнітного поля у зовнішніх галактиках за ефектом Зеємана залишаються дуже рідкісними. Робішоу та ін. (2008) детектували ефект для ОН-мегамазерної лінії 18 см в 5 далеких галактиках із зореутворенням. Значення полів у щільних газових хмарах, які вони отримали, становлять 0,5—18 мГс. Вимірювання у близьких галактиках будуть можливими з глобальною SKA-мережею.

Ефект гравітаційного лінзування (п. 2.5.1) є необхідним для вимірювання магнітного поля галактики в системі CLASS B1152 + 199, яка знаходиться на відстані 4,6 млрд св. років ($z = 0,439$), — на сьогодні це найдальша галактика з виміряним когерентним полем (Mao et al., 2017). У систему CLASS B1152 + 199 входять квазар, що є потужним джерелом радіохвиль, і галактика, яка подвоїла зображення квазара, розташованого на відстані 8 млрд св. років (рис. 3.32). Оскільки радіохвилі від джерела є сильно



поляризованими або орієнтованими переважно в одному напрямку, за допомогою мережі VLA виміряно поляризацію радіохвиль, яка змінюється під час проходження через магнітне поле галактики-грав-лінзи. Вигляд магнітних силових ліній подібний до найближчих спіральних галактик Місцевого об'єму, тобто вони закручені по спіралі навколо центральної осі обертання; середня магнітна індукція становить 8 мкГс, якщо магнітне поле є асиметричним, і 11 мкГс, якщо воно є бісиметричним.

Магнітні поля в еліптичних та карликових сфероїдальних галактиках. Серед відомих найяскравіших радіоджерел є еліптичні галактики з активними ядрами. Їхні джети та радіопелюстки утворюються в магнітогідродинамічних процесах. Радіоемісія від найтихіших еліптичних та S0-галактик також асоційована з їхніми ядрами. За межами областей ядерної активності еліптичні галактики є радіослабкими, оскільки активність зореутворення дуже низька, а електрони космічних променів є рідкісними. У декількох еліптичних галактиках зореутворення спостерігається у внутрішніх областях, однак синхротронної емісії і, отже, магнітних полів поки що не детектовано. Існування магнітних полів в гало неактивних еліптичних галактик є предметом обговорення. Регулярні поля в еліптичних галактиках не очікуються, оскільки через відсутність впорядкованого обертання не включається механізм α - Ω -динамо.

Найбільші еліптичні галактики локалізовані в скупченнях галактик, де обертання Фарадея зумовлюватиметься переважно турбулентними полями міжкластерного газу. Для малих еліптичних галактик кількість поляризованих фонових джерел буде достатньою лише в разі використання потужніших (чутливіших) радіотелескопів, таких як SKA. Тому поки що вивчають лише ізольовані гігантські еліптичні галактики.

Обертання карликових сфероїдальних галактик є дещо впорядкованим, але там бракує турбулентного газу. Турбуленція в гарячому газі великих еліптичних галактик може спричинити маломасштабне динамо та генерувати турбулентні магнітні поля величиною у декілька мікрогауссів на шкалах турбулентності в декілька сотень парсеків (Мосс, Шукуров, 1996). Проте відсутні електрони космічних променів, а отже, і синхротронне випромінювання. Детектування турбулентних магнітних полів можливе лише за дисперсією обертання Фарадея, виміряною в напрямках поляризованих фонових джерел.

Карликові сфероїдальні галактики цікаві щодо пошуку синхротронної емісії від вторинних електронів і позитронів, генерованих розпадом гіпотетичних частинок темної матерії (WIMP-анігіляція), наприклад нейтраліно (Колафранческо та ін., 2007). Ці галактики не генерують термальну емісію або первинні електрони від зореутворення. Детектування радіоемісії може бути дуже важливим, але всі спроби досі лишаються марними. Головною невизначеністю є походження магнітних полів у таких системах. Якщо поле досягає декількох мікрогауссів, детектування синхротронної емісії від розпаду темної матерії може бути можливим. Радіоспостереженнями деяких карликових галактик поки отримують лише верхні межі (Спекерс та ін., 2013).

Моделювання магнітного поля в Галактиці. З огляду на всі наявні відомості неодноразово робилися спроби моделювання магнітних полів нашої Галактики. Насамперед дані всього неба на низьких частотах (декаметровий діапазон довжин хвиль) використано для опису галактичного нетеплового випромінювання (наприклад, Yates et al., 1968), створюваного в магнітних полях. Застосовуючи дані в НІІ-областях Галактики (наприклад, Georgelin і Georgelin, 1976) показали, що спіральна структура спостерігається також у дифузному радіовипромінюванні в континуумі.

Дані МО (міри обертання) Фарадея спочатку пульсарів, а потім і позагалактичних радіоджерел (ПГРД, EGRS) також використовують для моделювання магнітного поля Молочного Шляху. Пульсарні МО визначалися міжзоряним середовищем у напрямках на внутрішню частину Галактики. Лише декілька пульсарів відомі за межами внутрішніх квадрантів. Відомості про EGRS надають інформацію про ефект Фарадея на більшій частині неба, а не поблизу галактичної площини. Тому об'єднання пульсарних і EGRS-даних є проблемою.

На вибірці 543 МО від EGRS, розподілених на всьому небі, показано (Simard-Нормандін і Кронберг, 1980), що існують області з подібними напрямками МО. Це могло свідчити про організацію магнітних полів на великих галактичних масштабах. Спостерігачі пульсарів вперше звернули увагу на те, що крім великої площі подібних напрямків магнітного поля є області, де поле розвертається вздовж радіального напрямку Галактики. Ці результати було проаналізовано (Степанов та ін., 2002) і вони підтвердили існування принаймні одного великомасштабного розвороту. Оскільки більшість досліджених EGRS були далекими



від площини Галактики, за ними не можна було простежити магнітне поле в галактичному диску, проте вони, ймовірно, давали змогу отримати ознаки деяких локальних магнітних структур. За результатами досліджень виявлено організовані магнітні структури в певних частинах Галактики та дуже неорганізовані магнітні поля в напрямку на центральну область. Крім того, одним з недоліків сучасних наявних відомостей є те, що дані південного неба є дуже розрізненими і потребують додаткових спостережень.

Аналізуючи дані огляду всього неба в континуумі на частотах 1,4 ГГц і 23 ГГц з використанням МО в напрямку на EGRS, дійшли висновку про обмеження середнього регулярного поля Галактики ≈ 2 мкГс і випадкового поля ≈ 3 мкГс в околі Сонця (Sun et al., 2008; Sun & Reich, 2010). Аналогічні значення для магнітного поля отримано за пульсарними МО. Конфігурація аксіально симетричної спіралі (ASS) магнітного поля в цілому добре відповідає отриманим даним, але вона не описує великомасштабний поворот близько 1—2 кпк усередині сонячного радіуса.

Пульсари є ідеальними об'єктами для визначення магнітного поля Галактики, бо їх МО надають інформацію про поле в різних напрямках та на різних відстанях від Сонця. Оскільки більшість пульсарів зосереджені уздовж галактичної площини, вони надають інформацію про поле в диску. З огляду на результати аналізування пульсарів і позагалактичних радіоджерел виникли спроби змодельовати магнітне поле Галактики (Браун та ін., 2007; Ван Ек та ін., 2011; Янссон і Фаррар, 2012). Локальне магнітне поле в рукаві Персея направлене за годинниковою стрілкою. Між рукавами Щит—Південний Хрест—Стрілець та Кіль—Оріон спостерігали масштабний розворот магнітного поля. Цей розворот часто використовується як аргумент для структури поля бісиметричної спіралі (BSS), поширеної в певний час. Проте такий розворот може бути локальним або частиною складнішої структури поля. Подальший детальний аналіз засвідчив, що нині немає ніяких доказів на користь або BSS- або ASS-конфігурацій і структура поля є, ймовірно, складнішою.

Результати досліджень змін МО пульсарів у Галактиці свідчать, що деякі із заявлених розворотів мають лише локальний характер, зумовлений впливом великих областей НП (Mitra et al., 2003). Крім того, порівнюючи МО пульсарів і EGRS у напрямку на Галактичний центр (Brown et al., 2007), отримали близькі значення МО, так, ніби не було іншої половини Галак-

тики за її центром. Це дає змогу припустити, що в МО домінантними є місцеві особливості міжзоряного середовища, а великомасштабне поле є слабким і його не можна визначити за наведеними даними.

Наявність великомасштабного розвороту магнітного поля в Галактиці є унікальною. В інших спіральних галактиках виявлено дуже мало великих розворотів і жодного в радіальному напрямку. Цю невідповідність пояснюють різними методами галактичних і позагалактичних спостережень. Зокрема, МО в інших галактиках є усередненою вздовж променя зору і формується внесками від диска, гало і від великого об'єму, який охоплює антена спрямованості телескопа. Тому розвороти поля можна пропустити, якщо вони, наприклад, зосереджені в тонкій області поблизу площини галактики.

Відомості для Молочного Шляху, базовані на МО пульсарів, також відстежують магнітоіонне середовище поблизу площини. Крім того, Молочний Шлях може бути «магнітно молодим», тобто когерентне поле з масштабами всього диска може бути ще несформованим. Шкала часу формування повністю когерентних полів може перевищувати вік галактики, наприклад, якщо взаємодія з іншими галактиками відбувається часто (розд. 2.6). Ще одна модель пояснення поворотів магнітного поля полягає у безперервній генерації дрібномасштабних магнітних полів, які можуть збуджувати дію великомасштабного динамо та дають змогу зберігати повороти початкового поля (Moss et al., 2012).

Про великомасштабне магнітне поле в гало Галактики мало відомостей. Вертикальні магнітні поля в галактичному центрі здаються такими, що продовжуються в гало. З огляду на МО позагалактичних радіоджерел у напрямку на полюси Галактики Мао та ін. (2010) отримали локальне перпендикулярне до площини великомасштабне поле $0,31 \pm 0,03$ мкГс поблизу південного галактичного полюса, а істотного поля в напрямку на північний галактичний полюс не виявили. Це не узгоджується з жодною конфігурацією поля, що знаходять у інших галактиках. Проте Янсзон і Фаррар (2012), моделюючи дифузну поляризовану емісію та МО, знайшли свідчення Х-подібних вертикальних компонентів поля, схожих на спостережні в інших галактиках. Знову-таки, поле гало може бути складнішим ніж це впливає з великомасштабних моделей динамо, крім того, існують області з різними напрямками поля.

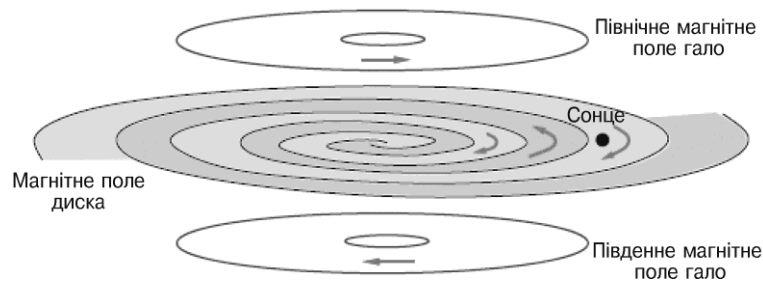


Рис. 3.33. Структура магнітного поля Галактики

Хоча спостереження в Галактиці дають змогу простежити магнітні структури на багато менших масштабах, ніж в інших галактиках, великомасштабне поле в Молочному Шляху виміряти набагато складніше. Цю інформаційну прогалину буде ліквідовано за допомогою використання майбутніх радіотелескопів, якими буде знайдено багато нових пульсарів у Галактиці (і в довколишніх галактиках) та які дадуть можливість спостерігати детальну структуру магнітного поля в інших галактиках.

Згідно з однією з моделей глобального поля у центрі Галактики домінує вертикальна B_z -складова поля, а інші є малопомітними. Можливо, B_z -складова є частиною глобального пологідального поля. Поля в рукавах мають дві складові: B_u -однорідне з індукцією $\sim 3\text{--}5$ мкГс; B_t -турбулентне поле ~ 7 мкГс. Відповідно до інтерпретації магнітного поля в центрі Галактики (Ferrière, 2009) вертикальне поле далеко від центру є локальним явищем, якщо наша Галактика не сильно відрізняється від сусідніх галактик.

Невизначеність структури галактичного магнітного поля, наявної нині, відображено на рис. 3.33 з праці (Pshirkov et al., 2011). Поле диска на цій схемі має поворот МО у суміжних рукавах. Поле гало є антисиметричним відносно галактичної площини. В околі Сонця напрямок поля гало є протилежним до поля диска вище від галактичної площини та збігається за напрямком нижче від неї. Автори вважають, що поле диска є симетричним відносно галактичної площини в тому сенсі, що знак поля (напрямок) локально зберігається в разі перетину екватора ($b = 0$).

Один із методів з'ясування структури магнітного поля Молочного Шляху — вимірювання магнітних полів у галактиках-двійниках нашої Галактики. Одне з таких радіополяризаційних



Рис. 3.34. Візуалізація ліній магнітного поля галактики NGC 4217 (Stein et al., 2020)

досліджень стосувалося NGC 4217 (Stein et al., 2020), яка знаходиться на відстані 67 млн св. років. Виявилося, що NGC 4217 має Х-подібну структуру магнітного поля, що поширюється далеко за межі галактичного диска — понад 20 000 св. років; спіральний візерунок з двома великими надбुльбашками газу, які з'являються там, де вибухають наднові або утворюються нові зорі. Крім того, виявлено великі петлеподібні структури в різних частинах магнітного поля, які асоціюються з областями зореутворення. Візуалізацію упорядкованих і хаотичних магнітних полів галактики NGC 4217 за різних кутів подано на рис. 3.34, де з метою оптимізації радіоастрономічних даних наведено зображеннями NGC 4217 в оптичному діапазоні.

Отже, магнітні поля галактик, які здатні впливати на швидкість зореутворення, є відповідальними за стабільність галактичних структур і впливають на космічні промені, але звідки ці поля походять досі не з'ясовано.

3.4. Космічні промені

Космічні промені (КП) відкрив австрійський фізик В. Гес (V. Hess) в 1912 р. КП — релятивістські частинки (протони, атомні ядра до $Z \sim 30$, електрони), які утворюють іонізовану плазму високоенергетичних частинок. Особливості такої плазми: частинки не взаємодіють між собою, однак зазнають рідких взаємодій з частинками міжзоряного середовища та впливу космічних магнітних полів. Головна складова космічних променів (близько 90 %) — ядра водню (протони). Другою найважливішою складовою (близько 9 %) є ядра гелію (α -частинки). Решта час-

тинок — електрони і ядра масивніші за гелій. Електронів у сотні разів менше ніж протонів у одному і тому самому діапазоні енергій. Енергії частинок КП величезні (від 10^8 до 10^{21} eV). КП приходять або від Сонця (тоді $E < 10^{10}$ eV) або з міжзоряного простору та від інших галактик. Хоча їх сумарний потік біля Землі невеликий (одна частинка за секунду на квадратний сантиметр), але внаслідок великих енергій густина їх енергії є порівнянною з густиною енергії випромінювання від усіх об'єктів Галактики (приблизно 1 eV/cm^3) або з густиною енергії теплового руху міжзоряного газу і кінетичної енергії його турбулентних рухів, а також з густиною енергії $(B^2/8\pi)$ магнітного поля Галактики.

Енергетичний спектр КП має не максвеллівський (тепловий), а степеневий характер. Він має декілька зламів, а показник спектра в середньому близький до 2 (точніше $\sim E^{-1.7}$ (рис. 3.35)). Промені з енергією 10^{11} – 10^{16} eV приходять з однаковою ймовірністю з будь-якого напрямку на небі, тобто їх розподіл є ізотропним. Якщо припустити теплове походження КП та прийняти значення їх температури 10^9 K, що є максимально можливим у зоряних надрах, то середня енергія частинки становитиме $3 \cdot 10^5$ eV, тоді як здебільшого спостерігаються частинки з енергіями 10^8 eV та більше. Це означає, що космічні промені набувають енергій у

Рис. 3.35. Спостережуваний енергетичний спектр космічних променів у діапазоні енергій 10^{11} – 10^{20} eV з невеликими зламами поблизу $10^{15.5}$ eV («коліно»), $10^{17.8}$ eV («друге коліно») і 10^{19} eV («кісточка») (Nagano M., Watson A. A., Rev. Mod. Phys., 2000. Vol. 27. P. 689)



високоенергетичних астрофізичних процесах. Вважається, що основними джерелами КП є наднові та залишки наднових зорь.

Потік космічних променів надвисоких енергій (понад 10^{18} eV) украй малий (близько 1 частинки/($\text{км}^2 \cdot 100$ років)). Питання походження КП надвисоких енергій є одним із невирішених у сучасній астрофізиці та фізиці частинок.

КП взаємодіють з протонами та ядрами міжзоряної речовини, з випромінюванням, а також з великомасштабним магнітним полем. Розглянемо докладніше ці три типу взаємодії.

Взаємодія КП з речовиною здійснюється за каналом сильної взаємодії. В разі попадання протона в ядро він взаємодіє не з ядром у цілому, а з окремими нуклонами ядра, оскільки довжина хвилі де Бройля релятивістського протона з енергією $E > 100$ GeV набагато менша за розмір ядра, $\lambda_B = hc/E \sim 2 \cdot 10^{-15}$ см. Під час розсіювання на нуклонах ядра виникають вторинні нуклони та заряджені піони, які в свою чергу породжують частинки у випадку зіткнення з ядрами доти, доки енергія однієї частинки не зменшиться нижче ніж поріг народження піонів (близько 1 GeV). Як наслідок, первинна енергія частинки КП переходить в енергію піонів, нуклонів, антинуклонів та інших частинок. Відбувається так званий процес піонізації. Вторинні протони під час зіткнень утрачають енергію на піонізацію та гальмуються до повної зупинки. Нейтральні піони розпадаються на два гамма-кванти $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ за час $\sim 10^{-16}$ с. Заряджені піони розпадаються на мюони і мюонне нейтрино, нейтрино покидають Галактику, а заряджені мюони утворюють електрони, позитрони і нейтрино.

Середнє значення енергії гамма-квантів у процесі розпаду π^0 становить близько 70 MeV. Повне значення перетину процесу взаємодії КП з нуклонами σ_γ , що спричиняє фоторозпад нейтральних піонів, відповідає порядку геометричного перерізу протона або ядра і дорівнює в середньому $\sim 10^{-26}$ см^2 . Внесок цього процесу в гамма-випромінювання Галактики з енергією понад 100 MeV є основним. На таких енергіях спостережувана яскравість дифузного гамма-випромінювання безпосередньо відображає розподіл протонів і КП у Галактиці. Випромінювання концентрується до диска Галактики і в напрямку на її центр, указуючи ті області Галактики, де найінтенсивніше відбуваються взаємодії протонів КП з ядрами молекулярного водню. Отже, вимірювання інтенсивності «жорсткого» гамма-випромінювання дає змогу визначити розподіл міжзоряного газу, зокрема його компоненту, яку важко виявляти — молекулярний водень.



Взаємодія КП з випромінюванням здійснюється через обернене комптонівське розсіювання та під час фотонародження піонів і електрон-позитронних пар. Всесвіт заповнений чорнотільним реліктовим випромінюванням температурою 2,73 К і густиною енергії $\sim 0,45 \text{ эВ/см}^3$ (що дивовижним чином збігається з галактичною густиною енергії КП в навколосонячному просторі). Під час руху зарядженої релятивістської частинки (протона) з лоренц-фактором γ енергія кванта в системі відліку протона становить $\epsilon' \sim \gamma \epsilon$ (ϵ — енергія фотона для спостерігача, що перебуває у спокої). Поріг утворення піонів фотонами сягає близько 200 МеВ, тому реліктові фотони з енергією $\epsilon \sim 6 \cdot 10^{-4} \text{ еВ}$ здатні народжувати піони, взаємодіючи з частинками, для яких $\gamma > 3 \cdot 10^{11}$, тобто з частинками з енергією понад $\sim 10^{20} \text{ еВ}$. (Більш строга оцінка дає зменшення порогової енергії до $6 \cdot 10^{19} \text{ еВ}$.) Переріз реакції — $\sigma_{p\pi} = 2,5 \cdot 10^{-28} \text{ см}^2$, тому в полі реліктових фотонів з густиною частинок $n_\gamma \approx 400 \text{ см}^{-3}$ довжина вільного пробігу протона до народження піонів — $l = 1 / (N_\gamma \sigma_{p\pi}) \approx 10^{25} \text{ см} \approx 3 \text{ Мпк}$ (час вільного пробігу $l/c \sim 10^7$ років). Оскільки народжується піон з енергією $\gamma m_\pi c^2$, втрати енергії в разі одиничного зіткнення з реліктовим фотоном сягатимуть частину $m_\pi / m_p \approx 1/10$, це означає, що після 10 зіткнень (за 10^8 років) такий протон втратить значну частину енергії і становитиме менше ніж поріг реакції. Отже, протони надвисоких енергій не можуть приходити з відстаней понад 30—50 Мпк (Місцеве надскопчення галактик). Народження електрон-позитронних пар має на два порядки більший перетин, відношення енергії в $m_\pi / m_e \approx 280$ разів менше. Як наслідок, процес гальмування швидкого протона за рахунок фотонародження пар у 6 разів менш ефективний, ніж за рахунок фотонародження піонів. Ефект обрізання спектра КП надвисоких енергій в полі реліктових фотонів називають ефектом Грайзена—Зацепіна—Кузьміна, за іменами авторів, які в 1966 р. зазначили його важливість для фізики космічних променів.

Проте результати спостережень, проведених у експерименті AGASA (Akeno Giant Air Shower Array, Японія), засвідчили, що кількість космічних променів, енергія яких перевищує вказану межу (промені надвисоких енергій) і які все-таки досягають Землі, не відповідає існуванню ГЗК-ефекту. Цей факт називають ГЗК-пара-

доксом. Розглядалися такі можливості пояснення парадоксу: 1) результати експерименту неправильно інтерпретовані; 2) є потрібна кількість невідомих джерел променів надвисоких енергій ~ 50 Мпк; 3) важкі ядра можуть долати ГЗК-межу; 4) частинки, що слабо взаємодіють з речовиною (наприклад, нейтрино), можуть долати межу.

В інших експериментах результати AGASA не були підтверджені. Так, у 1997—2006 рр. в експерименті HiRes (High Resolution Fly's Eye, Uta, USA) було зафіксовано 13 променів за ГЗК-межею проти 43 згідно з розрахунками без урахування «завалу» спектра. У 2007 р. спеціалісти, що працюють в новій досконалішій обсерваторії П'єра Оже (Pierre Auger Observatory) в Аргентині, також повідомили про реальність ГЗК-завалу. Крім того, в кутовому розподілі 27 найбільш енергетичних подій (з енергіями $E > 5,7 \cdot 10^{19}$ еВ) спостерігалася чітка анізотропія, яка у більшості випадків корелювала з положенням сусідніх галактик з активними ядрами в межах 50 Мпк (наприклад, Центавра А). Результати спостережень обсерваторією П'єра Оже до 2009 р., які опубліковані у 2012 р., засвідчили існування «завалу» спектра в діапазоні надвисоких енергій для протонів та важчих частинок на рівні значущості 20σ . Отже, результати AGASA, найімовірніше, були помилковими. Зауважимо, що у разі підтвердження парадокса з'являється привід для перегляду засад фізики (порушення Лоренц-інваріантності рівнянь спеціальної теорії відносності). Нині будується декілька великих телескопів для продовження досліджень космічних променів надвисоких енергій.

Взаємодія КП з магнітним полем. На заряджену частинку в магнітному полі діє сила Лоренца, тому в загальному випадку частинка рухатиметься за гвинтовою траєкторією. В однорідному магнітному полі з індукцією B радіус траєкторії частинки (гірорадіус, або ларморівський радіус) визначається напруженістю поля та імпульсом частинки p . Для релятивістських частинок енергія й імпульс пов'язані співвідношенням $E = pc$, а гірорадіус r_g для частинки із зарядом Z визначають так:

$$r_g = \frac{E}{ZeB} \approx (3 \cdot 10^{13} \text{ см}) \frac{1}{Z} \left(\frac{E}{10 \text{ GeV}} \right) \left(\frac{B}{10^{-6} \text{ Гс}} \right)^{-1}. \quad (3.26)$$

Підрахунком для характерного значення енергії частинки і напруженості великомасштабного магнітного поля Галактики одержуємо близько декількох астрономічних одиниць. Отже, на астрофізичних масштабах, вимірюваних парсеками і кілопарсеками,



рух частинок таких енергій можна вважати таким, що відбувається вздовж напрямку поля (гвинтова траєкторія частинки «намотується» на силову лінію магнітного поля).

У «заплутаному» магнітному полі траєкторія окремої частинки КП подібна до броунівського «блукання», тому говорять про дифузне поширення космічних променів у Галактиці. Проте для КП з енергіями $>10^{17}$ еВ ларморівський радіус перевершує характерні розміри Галактики (10 кпк). Ці частинки «не відчують» магнітного поля Галактики (а позагалактичне великомасштабне магнітне поле набагато слабше за галактичне) і рухаються практично вздовж прямої від джерела.

Проблема походження і прискорення КП надвисоких енергій. КП повинні, очевидно, прискорюватися яким-небудь нетепловим механізмом, оскільки температура навіть у центрах наймасивніших зорь не перевищує декількох десятків кілоелектрон-вольтів. За сучасним уявленням найімовірнішим механізмом прискорення електронної та протонної компонент КП до високих енергій є статистичний механізм прискорення частинок на фронтах ударних хвиль, породжених спалахами наднових у МЗС або викидами речовини з активних ядер галактик. Суть цього механізму (запропонованого Фермі) полягає в тому, що за багаторазових випадкових зіткнень частинки з масивними хмарами (точніше, у випадку відбивання зарядженої частинки від «магнітних дзеркал», зумовлених локальним збільшенням магнітного поля), які рухаються з відносною швидкістю $V \ll c$, енергія частинки в середньому зростає на $\langle \Delta E / E \rangle \approx 4(V / c)^2$ (так зване прискорення Фермі 2-го роду). Як наслідок формується степеневий спектр розподілу частинок за енергіями. Механізм є найефективнішим, коли переважають лобові зіткнення, оскільки під час кожного зіткнення відносне збільшення енергії частинки становить $\langle \Delta E / E \rangle \approx V / c$ (прискорення Фермі 1-го роду). Прискорення Фермі 1-го роду може відбуватися у випадку багаторазового перетину частинкою фронту ударної хвилі за рахунок розсіювання на неоднорідностях магнітного поля перед і за фронтом ударної хвилі. Цей механізм прискорення КП на сильних ударних хвилях підтверджується прямими спостереженнями нетеплового випромінювання від залишків наднових зорь черенковськими телескопами HESS (п. 1.3.1).

Ще одним механізмом прискорення є електромагнітний механізм, коли заряджена частинка прискорюється в електричному

полі. Статичні електричні поля неможливі в плазмі через її високу електропровідність: будь-яке відхилення від електронейтральності в плазмі спричиняє струм, що екранує поле. Проте в нестационарних електромагнітних полях прискорення частинок можливе до дуже високих енергій. Наприклад, в магнітосферах пульсарів магнітні поля досягають 10^{12} Гс біля поверхні. Навіть за мінімально можливих періодів обертання нейтронних зорь ($P = 10^{-3}$ с) межа хвильової зони, де за такого періоду обертання досягається швидкість обертання та де може відбуватися прискорення заряджених частинок, становить $L = cP / 2\pi \sim 100$ км. Електричне поле, зумовлене максимальним магнітним полем, що швидко змінюється, знаходять з рівнянь Максвелла $E \sim B$. Заряджена частинка всередині хвильової зони може набувати енергії $E_{\max} = \int eE dx \approx eBL \approx 3 \cdot 10^{19}$ еВ для типового значення поля біля поверхні нейтронної зорі, що швидко обертається (10^{10} Гс).

Таким чином, проблема з принциповою можливістю прискорення частинок до дуже високих енергій не виникає. Нині увага фізики КП зосереджена на пошуку конкретних джерел поодиноких променів із енергією понад $5 \cdot 10^{19}$ еВ. Ймовірно, що такими джерелами є ядра активних галактик, розташовані в межах декількох сотень мегапарсеків.

Роль космічних променів у походженні магнітного поля в войдах великомасштабної структури Всесвіту. Є два сценарії походження магнітного поля у войдах. Перший включає в себе астрофізичні процеси руху плазми та утворення магнітного поля у відносно локальній області. Зореутворення в нечисленних галактиках войдів зумовлює певний потік космічних променів від спалахів наднових зорь і прискорення космічних променів у оболонках залишків наднових. Динамо механізм цих космічних променів спричиняє посилення галактичного магнітного поля. Швидкості галактичного вітру, підсиленого космічними променями, можуть бути великими, він може покидати галактичне гало та проникати у міжгалактичний простір космічної порожнини. Разом з космічними променями переноситься енергія магнітного поля в об'єм войду. Результати чисельного моделювання свідчать, що такий механізм може підтримувати індукцію магнітного поля у войдах аж до 10^{-15} Гс з високим ступенем невизначеності, для порівняння магнітне поле в галактиках та скупченнях становить порядку 10^{-6} Гс (Geng et al., 2012; Beck et al., 2013).



Ще одним кандидатом на механізм генерації магнітного поля у войдах є космологічні процеси генерації магнітних полів, що поширюються в ранньому Всесвіті. Таке магнітне поле за космологічного розширення Всесвіту розчиняється у порожнинах і може бути зародковим для магнітного поля в галактиках і скупченнях галактик, якщо його напруженість є достатньо сильною. Сценарій первісного магнітного поля природно пояснює ієрархію магнітного поля в галактиках і войдах, бо адіабатичне стиснення та динамомеханізм можуть підсилювати магнітне поле в скупченнях і галактиках. Відповідно магнітне поле у войдах зменшується внаслідок їх космічного розширення (Kahniashvili et al., 2013).

Загальноприйнято, що чорні діри перебувають в центрі галактик та генерують струмені заряджених частинок, які можуть транспортувати магнітне поле в міжгалактичне поле. У випадку надмасивної чорної діри в радіогалактиках таке транспортування може відбуватися на відстані кількох мегапарсеків. Проте через малі маси галактик і відсутність помітної активності АЯГ у войдах такий сценарій є малоімовірним. Карликові галактики можуть містити чорні діри проміжних мас, де, ймовірно, спостерігатимуться струмені на масштабі парсеків або кілопарсеків. Окрім того, високо магнетизовані струмені АЯГ на межах порожнин можуть проникати в основний об'єм та робити внесок у магнетизацію (Vertone et al., 2006).

Різні моделі передбачають суттєво різні величини магнітних полів у войдах: від $\leq 10^{-20}$ Гс аж до $\approx 10^{-9}$ Гс. Межа для магнітних полів у войдах на сьогодні ($< 10^{-9}$ Гс) впливає зі спостережень ефекту Фарадея для емісійних ліній від далеких квазарів. Таке обмеження накладається зі спостереження реліктового мікрохвильового фону.

У працях Elyiv et al. (2010) і Neronov et al. (2010) проаналізовано можливість вимірювання магнітного поля у войдах, виходячи із результатів спостережень вторинного випромінювання від електромагнітних лавин, що проходять крізь них. Розглянуто поширення в космічних войдах електромагнітних каскадів, викликаних високоенергетичними гамма-променями від нечисленного підкласу АЯГ — блазарів (розд. 4). Особливістю блазарів є спрямований майже на спостерігач релятивістський джет, який генерує в космічний простір високоенергетичні 10—300 TeV гамма-промені. У свою чергу вони взаємодіють із інфрачервоним фоном і розпадаються на заряджені електрон-протонні пари, які відхиляються в міжгалактичному магнітному полі та взаємодіють з мікрохвильовим фоном, генеруючи вторинні гамма-промені

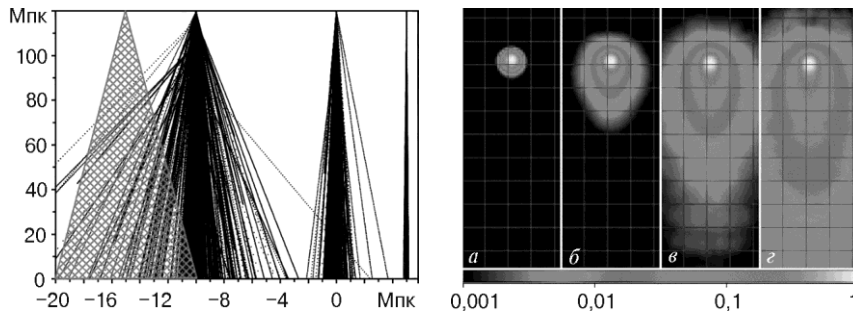


Рис. 3.36. Приклади лавинних каскадів від γ -променів із початковою енергією 300 TeV, що утворюються в магнітних полях з індукцією 10^{-14} , 10^{-15} , 10^{-16} Гс, типових для войдів. Показані треки фотонів з енергіями понад 0,1 TeV. Треки електронів і позитронів є набагато коротшими (~ 1 кпк), тому не вписуються у масштабну шкалу рисунка (Elyiv et al., 2010)

Рис. 3.37. Зображення областей неба навколо тераелектрон-вольтних блазарів з $E > 1$ GeV і значеннями відкритого кута джета Θ_{jet} та кута між джетом та променем зору як $\Theta_{jet} = \theta_{obs} = 3^\circ$ для різних значень індукції магнітного поля:

$a - 10^{-17}$ Гс; $b - 10^{-16}$ Гс; $c - 10^{-15}$ Гс; $d - 10^{-14}$ Гс (Neronov et al., 2010)

нижчих енергій ніж інверс-Комптон реакція (рис. 3.36, 3.37). Вторинні гамма-промені на енергіях 0,1–10 TeV можуть знову генерувати нові електрон-позитронні пари або прямо спостерігатися черенковськими телескопами мережі СТА (п. 1.3.1).

Оскільки магнітне поле в скупченнях галактик та філаментах великомасштабної структури досить велике, електрон-позитронні пари там «заплутуються», а вторинні гамма-промені ізотропно розсіюються. Саме в космічних войдах, де напруженість магнітного поля на порядки нижча, ніж у скупченнях, електромагнітна лавина розвивається вздовж напрямку руху первинного гамма-фотона та її можна виявити зі спостережень щодо гало в гамма-діапазоні. Інтегральний потік гало залежить від того, яка частина об'єму на промені зору заповнена магнітним полем напруженості B , тобто від заповненості $\nu(B)$ войдами між блазаром та спостерігачем. Проте на промені зору можуть знаходитися елементи великомасштабної структури, такі як скупчення та філаменти з магнітним полем на порядки вищим, ніж у войдах. Значне відхилення чи навіть «заплутування» електронів та позитронів у частинах лавини, яка проходить через великомасштабні структури, може пригнічувати потік вторинної лавини в напрямку на спостерігача на фактор $\nu(B)^{1/3}$.

АКТИВНІ ЯДРА ГАЛАКТИК ТА ГОЛОВНІ ОСОБЛИВОСТІ ЇХ ВИПРОМІНЮВАННЯ В РЕНТГЕНІВСЬКОМУ ДІАПАЗОНІ

Активні ядра галактик (далі — АЯГ) у сучасній спостережній та теоретичній астрономії є одними з найцікавіших та найважливіших об'єктів, адже вивчаючи їх, досліджують фактично всі галузі фізики — від релятивізму до простої механіки. Ці об'єкти є найяскравішими у нашому Всесвіті, тому відразу виникає питання — чому вони настільки яскраві і які механізми за це відповідають. З огляду на позаатмосферні спостереження, насамперед у рентгенівському та гамма-діапазонах, а також теоретичні пошуки вдалося зрозуміти природу цих ядер галактик та встановити, що причиною їх активності є акреція матерії на надмасивну чорну діру (далі — НМЧД), яка згідно з сучасними уявленнями знаходиться в ядрах усіх (або переважної більшості) правильних галактик.

Загальну ідею, що активність галактичних ядер зумовлюється акрецією на компактні об'єкти, висловлено вперше з теоретичних міркувань у працях Я. Зельдовича, І. Новікова та Е. Салпітера середини 1960-х років, невдовзі після відкриття квазарів. Квазари як джерела сильного радіовипромінювання були відомі ще з 1950-х років, наприклад, як об'єкти третього Кембриджського каталогу радіоджерел 3С. Але тільки після ототожнення М. Шмідтом у 1963 р. водневих емісійних ліній H_{β} , H_{γ} , H_{δ} та дублета іонізованого кисню [OIII] у спектрі квазара 3С 273 і визначення їх червоного зміщення стало зрозумілим, що квазари віддалені на грандіозні відстані та мають світність набагато більшу за світність галактик. Її оці-

нують як 10^{46} — 10^{48} ерг/с, що в 10^{12} — 10^{14} разів перевищує світність Сонця. У серпні 1969 р. вийшла основоположна праця Лінден-Белла, яка постулювала причину величезних світностей квазарів як акрецію газу на НМЧД. У ній було висунуто думку, що оскільки активні ядра спостерігалися здебільшого на великих червоних зміщеннях, близькі «нормальні» галактики вже пройшли фазу активності і є згаслими квазарами, а тому теж мають містити надмасивні чорні діри.

Згодом концепцію НМЧД у квазарах та інших активних галактичних ядрах підтвердили багато дослідників на підставі широкого кола свідчень та більшої точності в спостереженнях. Базові свідчення пов'язані зі швидкою змінністю яскравості (та відповідно з малими розмірами областей, відповідальних за змінність — один світловий рік і менше) та надсвітловими джемами, які вказували на релятивістську природу «центральної машини» в активних ядрах галактик. Найсуттєвіші обмеження на компактність джерел надходили з рентгенівського діапазону області випромінювання. Характерний час змінності у цьому діапазоні може становити близько 1 год, що відповідає характерному розміру області ~ 10 а. о. (астрономічні одиниці).

Сутність теоретичних даних для пояснення динамічних характеристик активних ядер зводилася до того, що моделі з чорною дірою добре пояснювали наявні спостережні прояви, тоді як моделі без неї, які були запропоновані так само добре описувати спостереження, мали безліч проблем. Лише орієнтовно із середини 1980-х років стало загальноприйнятим вважати, що усі типи АЯГ мають спільну причину активності — дискову акрецію на НМЧД, хоча спостережні особливості в кожного типу таких активних ядер галактик свої. Нині детально вивчаються тонкощі фізичної картини АЯГ для розуміння сутності та пояснення цих особливостей.

4.1. Загальні характеристики та класифікація АЯГ

Активні галактики відрізняються від «нормальних» галактик кількістю енергії, що випромінюється їхніми центральними частинами — ядрами. Термін «активне ядро» галактики стосується енергетичного феномена в центральній області галактики, причина якого не може бути винятково і напряду проявом



якихось явищ під час життєвого циклу зорь. Спектри, отримані під час перших спектроскопічних спостережень Хаблом (1926), мають характеристики, подібні до спектрів туманностей, наприклад для NGC 1068, NGC 4051 і NGC 4151 на емісіях H_{α} , $[O II]$ $\lambda = 3727 \text{ \AA}$ та $[Ne III]$ $\lambda = 3869 \text{ \AA}$ тощо. Але тогочасне просторове розділення інструментів не давало змоги виміряти відносний внесок випромінювання ядра у випромінювання всієї галактики. Лише в 1943 р. Сейферт здійснив перші такі вимірювання, внаслідок яких було відкрито новий клас галактик, котрі в своїх ядрах мали оптичні сильні лінії високого рівня збудження, а їх ширини свідчили про рух матерії зі швидкістю тисячі кілометрів за секунду. Було виявлено безліч подібних галактик, які розрізнялися між собою лише наявністю (відсутністю) певних емісійних особливостей, але мали одну спільну рису — велику інтенсивність випромінювання порівняно з усією іншою сукупністю галактик. Так було виділено новий клас галактик — сейфертівські галактики з активними ядрами.

АЯГ є найяскравішими джерелами у Всесвіті — діапазон їх світностей¹ від $\sim 10^{41}$ до 10^{48} ерг/с, тобто щонайменше у 10^4 разів більше, аніж для типових, «спокійних» галактик. Із порівняння світностей АЯГ L_{agn} зі світністю усіх зорь материнської галактики L_{star} , отримаємо $L_{agn} \approx 10^{-3} - 10^2 L_{star}$. Окрім того, АЯГ характеризуються сильним випромінюванням фактично в усьому енергетичному діапазоні — від декаметрового радіо- до жорсткого гамма-випромінювання. Історично існують дві головні класифікації АЯГ: в оптичному діапазоні — галактики Сейферта різних типів, у радіодіапазоні — радіогучні та радіотихі АЯГ, перші з яких називають радіогалактиками і також поділяються на групи.

Сейфертівські галактики є одним з найпоширеніших класів АЯГ у локальному Всесвіті. Діапазон світностей становить $\sim 10^{41} - 10^{44}$ ерг/с. Вони належать здебільшого до класичних спіральних галактик типу S0-Sb (хоча становлять лише $\sim 1\%$ усіх відомих спіральних галактик) і їх класифікують відповідно до особливостей емісійних ліній. Переважна більшість сейфертівських галактик розташовані у спіральних галактиках з баром ($\sim 70\%$) і щонайменше половина — у кратних системах. Спектри галактик типу Сейферт 1 (Seyfert 1 — Sy1) мають широкі (≥ 1000 км/с в інтерпретації доплерівського зсуву) дозволені та

¹ Мається на увазі болометрична світність.

напівзаборонені лінії, а також вузькі заборонені емісійні лінії (рис. 4.1); тип Сейферт 2 (Seyfert 2 — Sy2) має лише вузькі (≤ 1200 км/с) лінії¹ (рис. 4.2). Багатьом сейфертівським галактикам властиві «змішані» або проміжні характеристики. Ці об'єкти класифікуються як типи Сейферт 1,2, 1,5, 1,8 або 1,9. Для детальної класифікації використовується параметр R_S , який є відношенням потоків у широкій лінії H_β $\lambda = 4861$ Å та в лінії [O III] $\lambda = 5007$ Å, а саме:

- Sy1 $R_S > 5,0$;
- Sy1.2 — $2 < R_S < 5$;
- Sy1.5 — $0,333 < R_S < 2,0$;

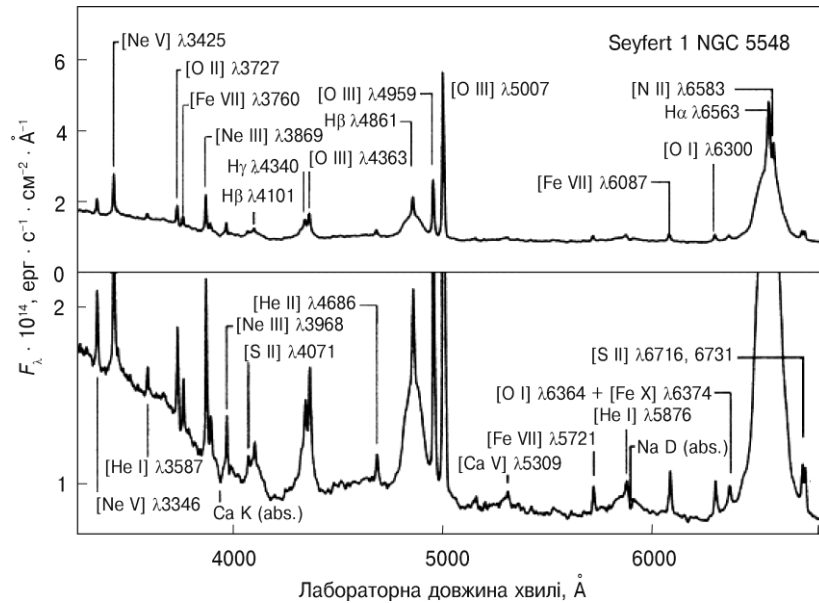


Рис. 4.1. Оптичний спектр галактики NGC 5548, типовий для класу Сейферт I. Довжину хвилі подано у власній системі відліку випромінювальних частинок. Спектр отримано на підставі результатів спостережень (1993) на 3-метровому телескопі Дональда Шейна Лікської обсерваторії

¹ До дозволених ліній належать, наприклад, лінії бальмерівської серії водню, лінії He II 4686 Å, FeII 4570 Å, до заборонених ліній — лінії [O II] 3727 Å, [O III] 4363 Å та [N II] 6583 Å, а до напівзаборонених ліній — інтеркомбінаційні лінії C III] $\lambda = 1909$ Å та O III] $\lambda = 1663$ Å.

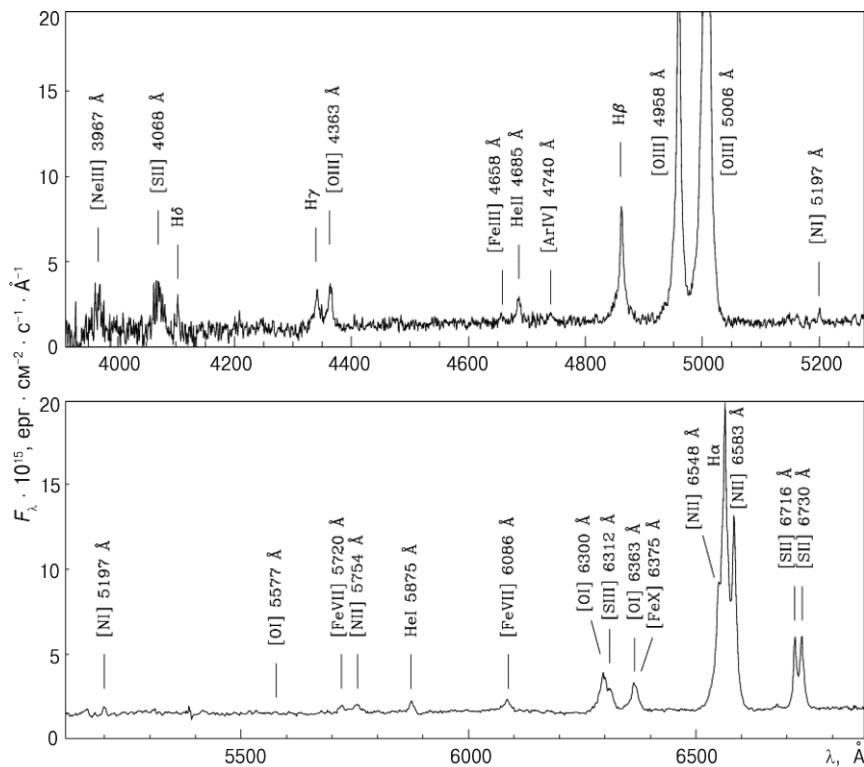


Рис. 4.2. Оптичний спектр галактики Mrk 1210 [59], типовий для класу Сейферт 2. Довжину хвилі подано у власній системі відліку випромінювальних частинок

- Sy1.8 — $R_S < 0,33$; присутні широкі компоненти ліній H_α та H_β ;
- Sy1.9 — присутня широка компонента в лінії H_α , але відсутня для H_β ;
- Sy2.0 — відсутні широкі лінії.

Сейфертівські галактики демонструють змінність блиску, яка в оптичному діапазоні становить від кількох місяців до кількох годин. А в рентгенівському діапазоні період змінності може бути навіть ~ 100 с.

Окремо виділимо пекулярний клас галактик типу NL Sy1 (Narrow-line Seyfert 1) — Сейферти 1 з вузькими лініями. Їх спостережною особливістю є наявність дозволених ліній, ширина



сокої іонізації» (high-ionization AGNs), куди входять, наприклад, сейфертівські галактики.

Для охарактеризування понять високої та низької іонізації в діапазоні ІЧ—оптика—УФ використовують такий безрозмірний параметр іонізації:

$$U = \int_{E_1}^{E_2} \frac{(L_E / E) dE}{4\pi r^2 c N_H}, \quad (4.1)$$

де c — швидкість світла, E_1 та E_2 — межі енергії іонізовного континууму, L_E — відповідна світність, N_H — стовпчикова густина водню. Існують різні способи визначення U для забезпечення надійного показника рівня іонізації газу. Найкраще — переконатися, що E_1 близький до мінімальної енергії, необхідної для іонізації найважливіших іонів. Для газу, який іонізується м'яким УФ-випромінюванням, E_1 слід вибирати так, щоб він був пов'язаний з УФ-іонізовним полем, наприклад з лайманівським порогом 13,6 еВ (тоді $E_2 = \infty$). Відповідна назва в цьому випадку — $U_{hydrogen}$. Під час розгляду широкого діапазону енергій або тільки вищих енергій $U_{hydrogen}$ може не бути хорошим показником рівня іонізації. Альтернативним вибором у випадку, наприклад, високоіонізованого газу може бути поріг $E_1 = 0,54$ кеВ (тоді $E_2 = 10$ кеВ), що відповідає пороговій іонізації кисню в K -оболонці. Відповідно назва параметра — U_{oxygen} . Тут і надалі позначатимемо U в розумінні $U_{hydrogen}$, якщо не вказано інше.

Так, параметр іонізації спектра лайнерів — $U \approx 10^{-4}—10^{-2,5}$, а для галактик «високої іонізації», в тому числі сейфертівських — $U \approx 10^{-2}—10^0$. Обидва ці типи АЯГ можуть перебувати в материнських галактиках з однаковими або порівнянними характеристиками, як-то світність, розміри балджів, кількість нейтрального водню HI, оптичні кольори та зоряні маси. За певного типу материнської галактики та її зоряної маси лайнери є АЯГ з найнижчою світністю з $L_{bol} \approx 10^{41-42}$ ерг/с. Морфологічно лайнери тяжіють до ранніх типів (E, S0/a/b), але можуть бути присутніми й у спіральних галактиках із розвинутими рукавами. Альтернативна та, можливо, більш фізична назва цього класу об'єктів — АЯГ з низькою світністю або LLAGN (low-luminosity AGN). Інколи в каталогах галактик також можна зустріти назву АЯГ типу Сейферт 3.

Їх оптичні спектри подібні до спектрів традиційних активних галактичних ядер, таких, як у ядер сейфертівських галактик ти-

пу 2, але емісійні лінії ядер-лайнєрів характеризуються порівняно нижчим рівнем іонізації, вони вужчі та слабкіші. Якщо навіть лінії високої іонізації присутні, як-от [O III] $\lambda = 5007 \text{ \AA}$, то вони є дуже слабкими. Найсильнішими емісійними лініями в спектрах лайнерів є [O II] $\lambda = 3727 \text{ \AA}$, [O I] $\lambda = 6300 \text{ \AA}$, [N II] $\lambda = 6584 \text{ \AA}$ та водневї бальмерівські лінії. Значна частина об'єктів має слабку широку лінію випромінювання H_{α} , еквівалентну швидкостям руху $\sim 1000\text{--}4000 \text{ км/с}$. Деяким лайнерам властиві нетипове для більшості з них сильне випромінювання в УФ-континуумі та навіть його змінність з часом.

У значної частини лайнерів присутнє компактне радіоджерело в ядрі та навіть джет(и), тому вони подібні до радіогучних АЯГ, але з набагато нижчим рівнем світності ядер в інших діапазонах (активне ядро відомої галактики Мєсьє 87 якраз належить до такого типу лайнерів).

Подібно до сейфєртівських галактик, лайнери можна класифікувати до джерела типу I (з широкими емісійними лініями) та типу II (лише з вузькими лініями). Широкі лінії, якщо спостєрігаються, належать майже тільки до H_{α} і дуже рідко — до H_{β} . Найімовірніша причина цього зумовлена слабкістю широких крил бальмерівських ліній, які важко спостєрігати на фоні сильного зоряного континууму. Тому навіть відносна кількість об'єктів типів I та II цього класу не є надійно ідентифікованими навіть за дуже малого червоного зміщення.

Дуже часто класифікація лайнерів як таких є складною та неоднозначною задачею, бо ці об'єкти є слабкими у видимому діапазоні з одночасним сильним «накладанням» сумарного зоряного спектра від навколяядерної області. Відповідно, розділення зоряної компоненти та АЯГ потребує детальних спектральних досліджень методами просторово-роздільної спектроскопії з високою просторовою роздільною здатністю або мулътихвильових спостєрежень. Наприклад, подібні оптичні спектри лайнерів можна отримати в разі ударної іонізації, не пов'язаної з активним ядром. Тому важливим є визначення електронної температури випромінювального газу для підтвердження іншого механізму — фотоіонізації випромінюванням від активного ядра. Як наслідок, одним з таких критеріїв є значення $EW_{H_{\alpha}} > 3 \text{ \AA}$. В іншому випадку ця лінія може утворюватися популяціями зорь на стадії post-AGB¹. Ще одним свідченням іонізації активним ядром є

¹ Post Asymptotic Giant Branch — стадія після сходження з асимптотичної гілки гігантів.



присутність двох емісійних ліній в ІЧ-діапазоні — [O IV] $\lambda = 25,9$ мкм та [Ne V] $\lambda = 14,3$ мкм.

Радіогалактиками називають галактики, які є джерелом потужного (до 10^{45} ерг/с) випромінювання у радіодіапазоні. Відокремлення радіогалактик у окремий клас є доволі довільним, оскільки у радіодіапазоні випромінюють майже всі галактики, але зі значною розбіжністю у потужностях випромінювання (10^{37} — 10^{44} ерг/с). Приблизно ~ 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, звичайних еліптичних та інколи до спіральних галактик, які належать до сейфертівських типів. Основним механізмом радіовипромінювання вважається синхротронний механізм — рух швидких релятивістських електронів по спіралі вздовж силових ліній магнітного поля. На низьких частотах, в області зламу в спектрі, важливим є синхротронне самопоглинання. Вагомим аргументом на користь синхротронної природи випромінювання є високий ступінь лінійної поляризації (~ 10 %, а для деяких структур до ~ 50 %), що також свідчить про упорядкованість магнітних полів у масштабах до десятків тисяч парсеків (однорідність магнітного поля).

У 1974 р. астрономи Б. Фанаров та Д. Райлі на підставі результатів вивчення в радіодіапазоні морфології 57 радіоджерел з каталогу 3CR запропонували поділити протяжні радіоджерела на два типи. Для першого типу джерел (FR I) радіояскравість спадає від максимуму в центрі до зовнішніх країв. Для другого типу (FR II) максимум розподілу яскравості знаходиться у бокових компонентах — у так званих вухах або пелюстках (рис. 4.4). Для чіткішого розділення на типи у сумнівних випадках використовують величину R_{FR} — відношення відстані між максимумами поверхневої радіояскравості на різних кінцях джерела до повного розміру джерела на найслабшій ізофоті. Якщо $R_{FR} < 0,5$, то джерело відносять до типу FR I, якщо $R_{FR} > 0,5$ — до FR II. Встановлено, що майже всі джерела зі світністю

$$L_{(178 \text{ МГц})} \leq 2 \cdot 10^{25} h_{100}^{-2} \text{ Вт} \cdot \text{Гц}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1} \quad (4.2)$$

є джерелами типу FR I. На частоті 5 ГГц ця межа дорівнює

$$L_{(5 \text{ ГГц})} \leq 7 \cdot 10^{23} h_{100}^{-2} \text{ Вт} \cdot \text{Гц}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}. \quad (4.3)$$

На високих частотах ($\sim 10^9$ Гц) поділ за світністю не є різким, існує значне перекриття обох типів радіогалактик, розділених за морфологією.

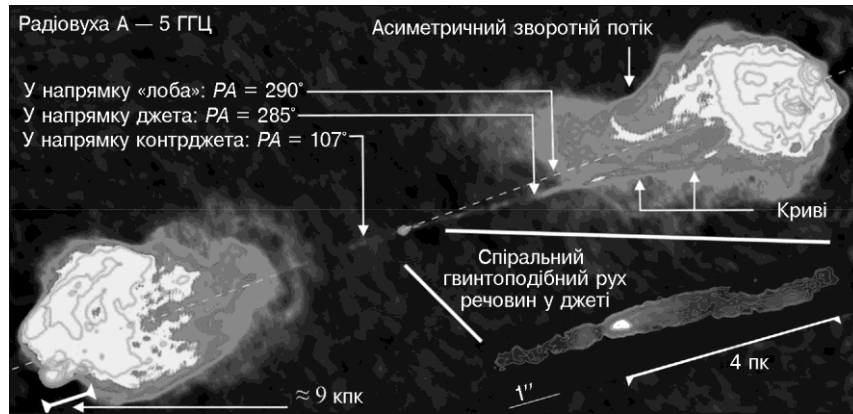


Рис. 4.4. Ановане зображення радіоґалактики Лебідь А типу FR II на частоті 5 ГГц, отримане масивом радіотелескопів VLA. Джет (праворуч) і контрджет (ліворуч) виходять з яскравого ядра в середині зображення. Джет спочатку рухається з позиційним кутом $PA = 285^\circ$, потім відхиляється спочатку на захід і в кінці окреслює дугу на північний захід у напрямку гарячих плям. У випадку контрджета є лише початок його руху під кутом $PA = 107^\circ$. Чітко видно, що напрямок руху джета відрізняється від осі радіовух [23]. На вставці — зображення (внизу праворуч) області ядра на частоті 43 ГГц, отримане глобальною інтерферометричною системою Global VLBI, де спостережено спіральний рух речовини в джеті на масштабі кількох парсеків

На початку 2015 р. італійські астрофізики Р. Балді, А. Капетті та Г. Джиованні заявили про відкриття третього типу радіоґалактик — FR 0. Вивчаючи вибірку 12 радіоґалактик, вони виявили, що властивості 7 з них є незвичними. ґалактики, на перший погляд, належали до звичайного класу FR I: це були старі «червоні» еліптичні масивні ($\sim 10^{11} M_\odot$) ґалактики з центральними НМЧД масою $\geq 10^8 M_\odot$; світності їхніх ядер в радіолінії та лінії [O III] знаходилися в межах, типових для FR I. Але спостереження, виконані цими вченими на масиві радіотелескопів VLA (рис. 4.5), засвідчили наявність компактної радіоструктури розміром від $\sim 0,5$ до 3 кпк, а також значення чинника домінування ядра (core dominance factor) R як відношення виміряного потоку від ядра на частоті 7,5 ГГц — $(F_{7,5 \text{ ГГц}}^{\text{ядра}})$ до потоку на частоті 1,4 ГГц з радіоог-

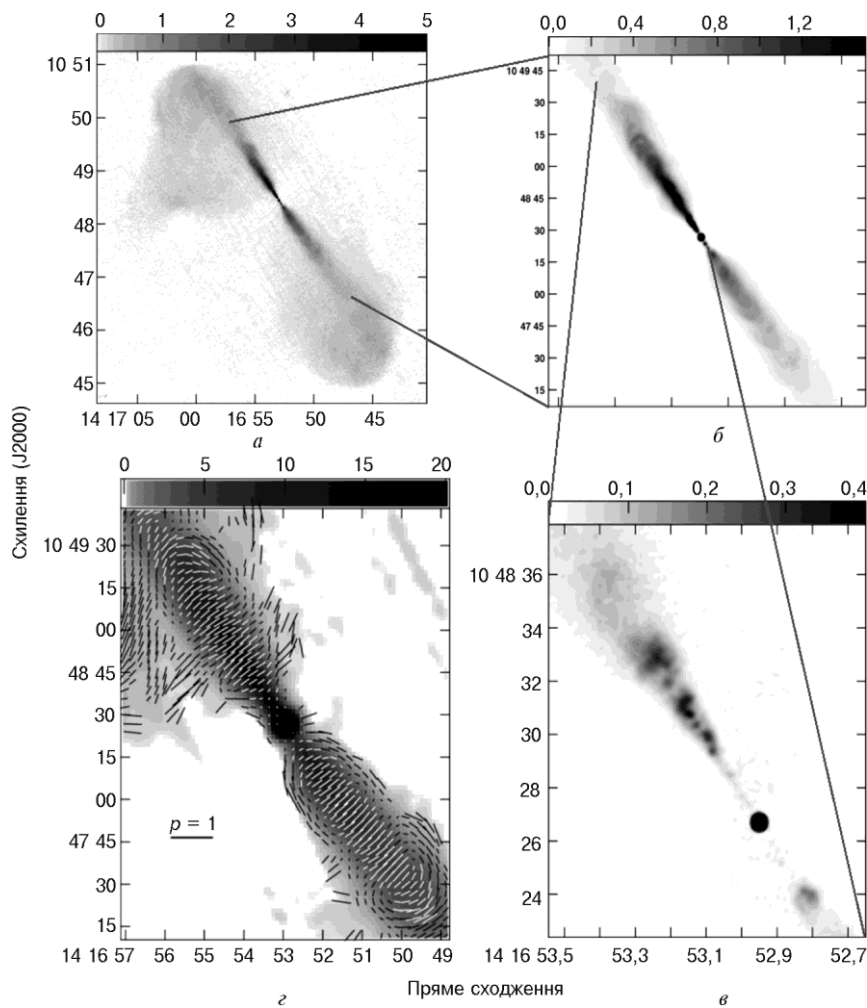


Рис. 4.5. Зображення радіогалактики 3C 296 типу FR I, одержані масивом радіотелескопів VLA:

a — комбіноване зображення, отримане на частотах 1,41–1,48 ГГц з роздільною здатністю 1,5'' (шкала відтінків сірого відповідає 0–5 мЯн/промінь); *б* — зображення, отримане на частоті 8,5 ГГц з роздільною здатністю 1,5'' (шкала відтінків сірого відповідає 0–1,5 мЯн/промінь); *в* — зображення, одержане на частоті 8,5 ГГц з роздільною здатністю 0,25'' (шкала відтінків сірого відповідає 0–0,4 мЯн/промінь); *г* — зображення, отримане на частоті 8,5 ГГц з нанесеними характеристиками лінійної поляризації. Орієнтація та довжина векторів відповідають напрямку вздовж магнітного поля та ступеню поляризації, а довжина вектора $p = 1$ — 100 % поляризації. Роздільна здатність зображення 5,5'' (шкала відтінків сірого відповідає 0–2,0 мЯн/промінь)

ляду неба NVSS (NRAO VLA Sky Survey) $F_{1,4 \text{ ГГц (NVSS)}}^{\text{ядра}}$, яке було в ~ 30 разів більше, аніж для галактик типу FR I. Іншими словами, найбільшою відмінністю FR 0 від типу FR I є відсутність протяжної радіоструктури. Ядро у FR 0 не розділяється під час спостережень з субкілопарсеківським розділенням, а розміри джетів (за їх наявності) становлять лише $\sim 1\text{—}3$ кпк. У новому типі ядро відповідає за частку радіовипромінювання, яка дорівнює більше ніж 10 % випромінювання усієї радіоструктури. Водночас у звичних FR I та FR II ця частка становить не більше за 1 % з розмірами зовнішніх радіоструктур у десятки та сотні кілопарсеків.

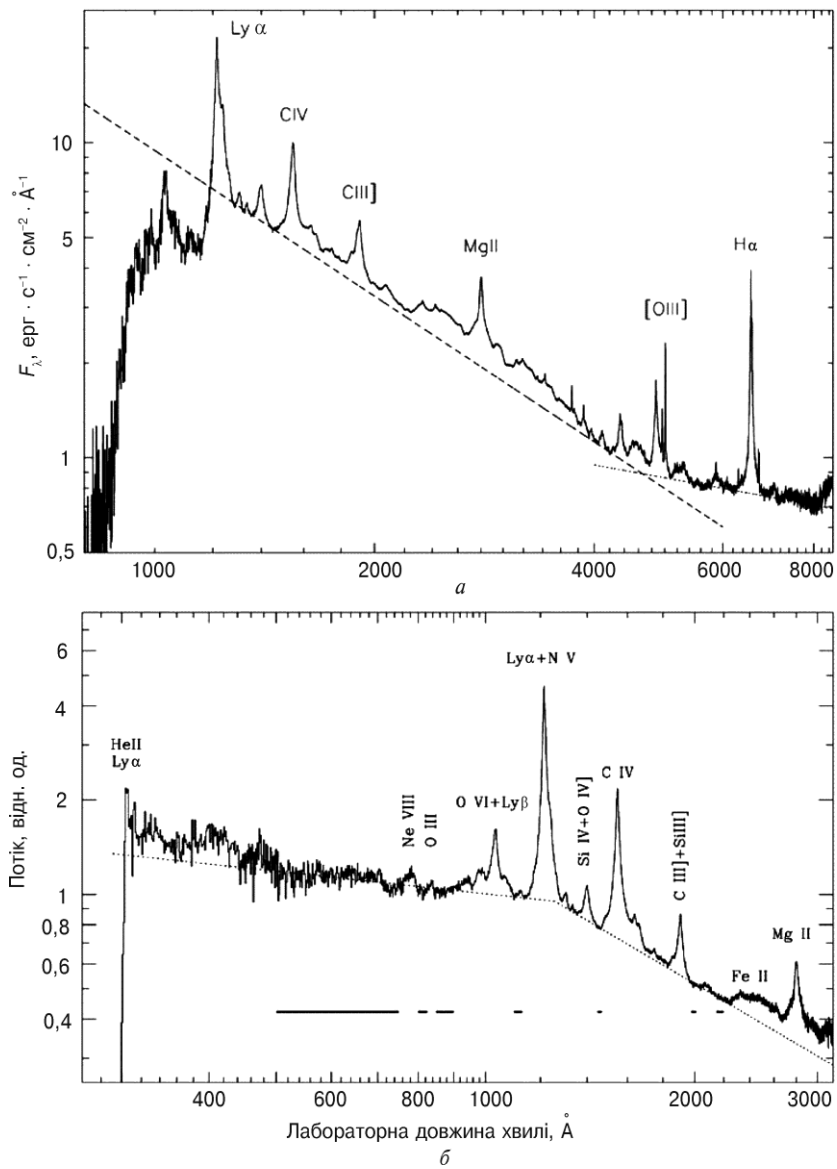
Питання наявності цієї популяції та еволюційного місця FR 0 відносно інших двох типів радіогалактик є дискусійним. Спочатку існувала гіпотеза, що джерела типу FR 0 є просто молодими радіогалактиками. Наразі ця гіпотеза є мало ймовірною через велику кількість FR 0 у ближньому Всесвіті ($\sim 80\%$ при $z \leq 0,05$). Нині розглядаються два сценарії. Згідно з першим сценарієм FR 0 є рекурентними джерелами з періодами порядку мільйонів років, котрі ніколи не проеволюціонують у великі радіогалактики. Відповідно до другого сценарію FR 0 мають внутрішні фізичні відмінності від FR I. Окрім того, FR 0 за однакової з FR I світності в лінії [O III], засвідчують набагато меншу світність у радіодіапазоні з медіанним значенням відношень, яке дорівнює 30 [9].

Внесок ядра у повну радіосвітність змінюється від 1 % до майже 100 %. Радіоядрам також властива змінність (у певних випадках на часових масштабах діб).

Квазари (від англ. quasi-stellar radio sources, QSR — квазізоряні радіоджерела) є найпотужнішими джерелами у Всесвіті з абсолютною зоряною величиною $M_B < -21,5 + 5 \log h_0$, $h_0 = H_0 / 100$ км · с⁻¹ · Мпк⁻¹, і характеризуються сильним радіовипромінюван-

Рис. 4.6. Композитні оптичні/УФ-спектри квазарів (одна квадратна дужка біля інтеркомбінаційних ліній — напів заборонені переходи — відбивається електричний дипольний E1-перехід через зміну спіну: лінія на спектрі S III] — найвідоміша лінія такого типу; часто трапляються дублети O III $\lambda\lambda$ 1661 + 1666 та Si III $\lambda\lambda$ 1882 + 1892):

a — медіанний спектр із 2204 квазарів з огляду SDSS, які охоплюють червоні зміщення $0,044 \leq z \leq 4,789$ (наведено степеневі індекси двох частин континууму); *b* — усереднений спектр зі 332 спектрів 184 квазарів із $z > 0,33$, отриманих на Космічному телескопі Габбла. Пунктирна лінія відповідає найкращій підгонці континууму степеневим законом з обривом ($\alpha_v = -1,58$), а штрихова лінія — енергетичному діапазону, що використовувався для визначення рівня континууму ($\alpha_v = -0,46$)



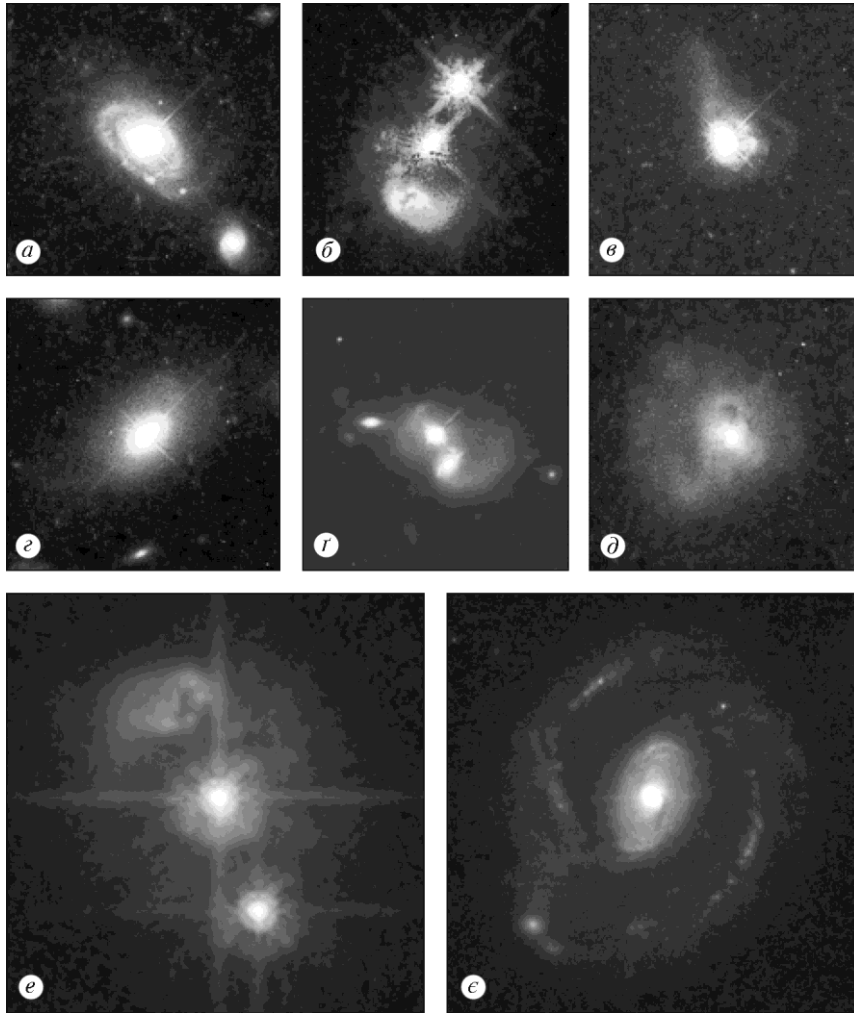


Рис. 4.7. Зображення квазарів, на яких можна розрізнити форми їх материнських галактик:

a — PG 0052 + 251 ($z = 0,155$); *б* — IRAS04505 – 2958 ($z = 0,246$); *в* — 0316 – 346 ($z = 0,265$); *г* — PHL 909 ($z = 0,171$); *д* — PG 1012 + 008 ($z = 0,185$); *е* — IRAS13218 + 0552 ($z = 0,203$); *ж* — HE0450 – 2958 ($z = 0,286$) (квазар у центрі); *з* — HE1239 – 2426 ($z = 0,082$). Усі зображення отримані Космічним телескопом Габбла; *a–д* — з використанням Широкого поля/Планетарної камери 2 у фільтрі F606W (смука V) (HE0450-2958 — квазар, який був кандидатом у «голі» квазари без галактики як такої. Але подальші спостереження показали, що квазар розташований у неправильній формі невеликій галактиці, яка взаємодіє з багатою на газ сусідньою галактикою типу ULIRG (зліва зверху на фото)); *е і ж* — з використанням Вдосконаленої оглядової камери ACS також у фільтрі F606W (смука V). John Bahcall (Institute for Advanced Study, Princeton) Mike Disney (University of Wales), Frédéric Courbin (Ecole Polytechnique Federale de Lausanne, Switzerland), Pierre Magain (Universite de Liège, Belgium) NASA/ESA та ESO



ням (у меншості випадків) та широкими емісійними (інколи й абсорбційними) лініями з великим червоним зміщенням. Типові світності квазарів становлять 10^{44} — 10^{48} ерг/с, тому ці об'єкти спостерігаються на великих z (на початок 2021 р. рекорд належить квазару J0313—1806 із $z = 7,642$) (рис. 4.6, 4.7). Інтеркомбінаційні лінії важливі під час вивчення квазарів, бо формуються в середовищах, густіших за середовища зі забороненими лініями. Оптичні спектри квазарів подібні до сейфертівських галактик, але при цьому мають слабкіші лінії поглинання від материнської галактики та слабкіші вузькі лінії від ядра галактики. Квазари характеризуються дуже малим значенням $U - B$, точніше великим за модулем від'ємним значенням («класичний критерій» $U - B < -0,4$), а також піком випромінювання між оптичним та УФ частинами спектра (так звані big blue bump — BBB) поблизу довгохвильового кінця лайманівського порога поглинання ($\lambda = 1216$ Å). Існує поділ на радіотихі (~90—95 % усієї популяції) та радіогучні (~10—5 %) квазари¹. Перші також інколи називають *кваза-галами* (quasi-stellar galaxy, QSG — квазізоряні галактики або quasi-stellar objects, QSOs — квазізоряні об'єкти), тобто зореподібними галактиками, але ця назва рідко зустрічається в літературі. Радіотихі квазари за суттю є Сейфертами типу 1, але з великою світністю, тому в літературних джерелах інколи можна зустріти змішану класифікацію об'єктів, як-от «QSO, type I AGN». Морфологія материнських галактик квазарів визначена для порівняно незначної їх кількості через незрівнянно нижчу яскравість галактики як такої, що разом з великими відстанями зумовлює технічні проблеми її визначення. Результати спостережень свідчать про присутність еліптичних галактик (переважно це властиво для радіогучних квазарів) та галактик з ознаками злиття та звичних спіральних галактик.

Радіогучні квазари поділяються за значенням степеневого індексу в радіодіапазоні на квазари з плоским спектром (flat-spectrum radio quasars — FSRQ) (ступеневий індекс $\alpha_r < 0,5$) і радіоквазари з крутим спектром (steep-spectrum radio quasars — SSRQ) ($\alpha_r > 0,5$). Ця класифікація відображає різну протяжність

¹ Відносна кількість радіотихих та радіогучних квазарів позначається RLF (radio-loud fraction), і наразі достовірно не встановлено, чи існує залежність RLF від червоного зміщення. Наприклад, у 2006 р. було знайдено тренд зі зменшенням кількості радіогучних квазарів зі збільшенням z та зменшенням світності в УФ-діапазоні, але останні дослідження з об'єктами із $z \sim 6$ свідчать про відсутність значущої еволюції RLF(z).

зон радіовипромінювання: плаский спектр відповідає механізму синхротронного самопоглинання (self-absorbed synchrotron) у компактному, потужному ядрі (радіовуха при цьому або дуже слабкі, або їх не виявляють), а крутіший спектр — домінуючому випромінюванню радіовух над випромінюванням від ядра.

Окремо наведемо спектральні ознаки поглинання у випромінюванні квазарів. Квазари спостерігаються на великих червоних зміщеннях. Тоді якщо поглинальне середовище близьке до квазара або безпосередньо пов'язане з ним, то лінії поглинання УФ-діапазону зміщуватимуться у видиму частину спектра. Лінії поглинання поділяються на широкі (BAL — Broad Absorption Lines; існує цілий клас квазарів, які називають BAL QSOs) та вузькі (NAL — Narrow Absorption Lines; NAL QSOs). Характерні ширини для перших становлять $\sim 2 \cdot 10^3 - 10^4$ км/с, а для вузьких ліній — ≤ 500 км/с. Квазари з лініями проміжної ширини називають mini-BAL QSOs. Широкі лінії поглинання інтерпретують як поглинання від хмар речовини, викинутої квазаром (сюди також відносять можливий вплив джета для радіогучних квазарів) або швидкими густими згустками речовини, які обертаються навколо активного ядра¹. Крім того, спостерігаються лінії складного профілю типу Р Лебеда: з поглинанням у короткохвильовому боці лінії та випромінюванням у довгохвильовому. Різниця швидкостей, що отримується зі значення різниці між піком поглинання та піком випромінювання може досягати $\sim 60\,000$ км/с. Лінія такого складного профілю може виникати, коли поглинальне середовище знаходиться на іншій відстані, аніж джерело емісії, але достатньо близько (у космологічному розумінні) до квазара, і при цьому швидко рухається у бік спостерігача. Зазначимо, що наявність NAL супроводжується теплим поглинанням² (warm absorption) у рентгенівському спектрі, що засвідчує однакове походження таких особливостей спектра.

Блазари (blazars — від назви об'єкта BL Lacertae) є нечисленим, але важливим типом АЯГ, які характеризуються швидкою змінністю блиску, нетепловим континуумом, наявністю інтенсивного, частково поляризованого (в оптичному та радіодіапазонах) випромінювання та присутністю дуже слабких, якщо вони

¹ Найвідомішими BAL-лініями є Ly α $\lambda = 1216$ Å; літій-подібні лінії високої іонізації C IV $\lambda = 1549$ Å, Si IV $\lambda = 1400$ Å, NV $\lambda = 1240$ Å; лінії низької іонізації Mg II $\lambda = 2798$ Å та Al III $\lambda = 1858$ Å.

² Термін «теплове поглинання» (сленговий) у рентгенівській астрофізиці означає поглинання частково іонізованим середовищем.

спостерігаються, широких та/або вузьких емісійних ліній. В оптиці вони часто мають вигляд нерозділених точкових джерел. Багато блазарів є потужними джерелами сильно змінного гамма-випромінювання. Яскравісна температура в радіодіапазоні становить $\sim 10^{12} - 10^{19}$ К. Блазарам також властиві уявні надсвітлові швидкості згустків матерії, що викидаються зі швидкостями з активного ядра до ~ 10 с. Мультихвильовий спектр блазарів (рис. 4.8) містить два піки в областях $\sim 10^{12}$ Гц (мікрохвилі — ГЧ) та $\sim 10^{23}$ Гц (жорсткий рентген — гамма), що узгоджується з моделлю, згідно з якою спектр від радіо до УФ (інколи й до рентгену) асоціюється зі синхротронним випромінюванням від релятивістських електронів джета, а на вищих енергіях — з оберненою комптонізацією низькоенергетичних фотонів на тих самих електронах джета (так званий механізм синхротронного самокомптону — synchrotron self Compton — SSC). Як альтернативи останньому механізму існують гіпотези з адронним механізмом випромінювання, як-от синхротронне випромінювання від протонів у сильному магнітному полі з $B \geq 10$ Гс та доплерівським фактором $\delta \approx 10 - 50$.

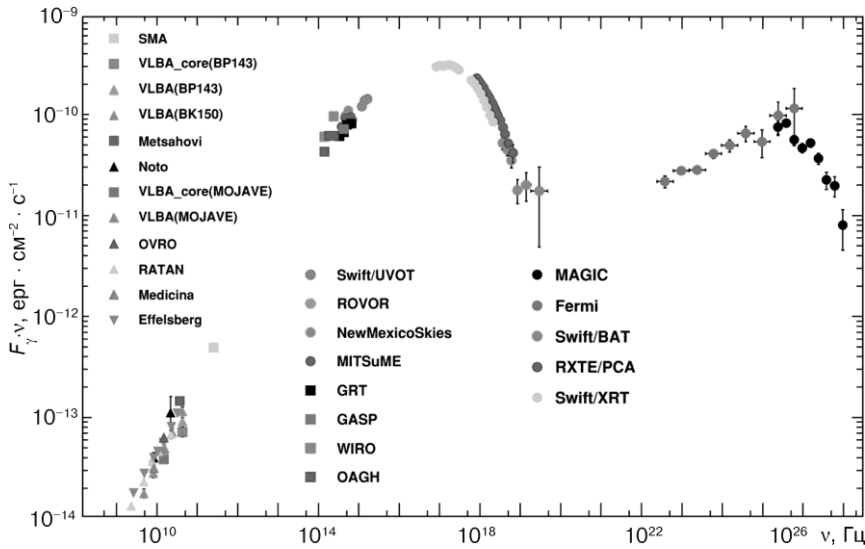


Рис. 4.8. Спектр блазара Mrk 421, отриманий на базі мультихвильової спостереженої кампанії з 19 січня до 1 червня 2009 р. Кольори даних відображають використовуваний інструмент

Блазари розділяються на два підтипи — блазари як такі (тобто об'єкти типу BL Lacertae) (менша відносна світність) та радіогучні АЯГ з пласким спектром¹ (більша відносна світність). Об'єкти першого підтипу класифікуються згідно з оптичними характеристиками. Вони мають вигляд зореподібних об'єктів із лінійною поляризацією до ~10 % та великою світністю в оптиці, а також помірною за амплітудою змінністю на масштабах від кількох хвилин до кількох місяців. Другий підтип інакше ще називають квазарами з пласким спектром (FSRQs) або оптично значно перемінними квазарами (optically violently variable QSOs — OVV). Для цього підтипу, окрім плаского радіоспектра (степеневий індекс $\alpha_r < 0,5$), характерною є сильна змінність зоряної величини (більше ніж на $\Delta 0^m,1$; на масштабах діб зміна потоку інколи може досягати ~50 % і більше), а в спектрі спостерігаються широкі емісійні лінії ($EW \geq 5 \text{ \AA}$). Порівняно з першим підтипом у другому в континуумі буде також присутній характерний для квазарів пік між довжинами хвиль ~1 мкм та 3 нм (тобто ВВВ). У літературних джерелах виокремлено такий підклас квазарів, як сильно поляризовані квазари (highly polarized quasars — HPQs), що включає в себе об'єкти типу OVV, а також спектрально подібні квазари без значної змінності.

Є спостережені свідчення того, що блазари можуть бути джерелами космічних променів надвисоких енергій (більше за 10^{18} eV). Найкращим прикладом може бути реєстрація детекторами IceCube у вересні 2017 р. мюонного нейтрино з енергією $\approx 290 \text{ TeV}$ від блазара TXS 0506 + 05. Окрім того, вивчаючи архівні дані 2014—2015 рр., виявили ще 13 ± 5 потенційних нейтрино від цього самого джерела.

4.2. Основні спостережні прояви та структура АЯГ

Для того щоб зрозуміти будову або «анатомію» активних ядер галактик, потрібно розглянути їх основні спостережні прояви.

Однією з головних характеристик АЯГ є змінність випромінювання у континуумі різних частин спектра, яка є значною за амплітудою та швидкою в часі. При цьому основний часовий

¹ Для уникнення плутанини в назвах пропонуємо запам'ятати наступну схему — «блазари» = лацертиди + радіогучні АЯГ з пласким спектром.



діапазон знаходиться у межах декілька днів—десятки хвилин. Згідно з простими фізичними міркуваннями це означає, що розмір джерела континууму є дуже малим і порівнянним із розміром Сонячної системи.

Також континуум деяких АЯГ засвідчує велику світність в ультрафіолетовому світлі (вже згаданий вище «УФ-горб» (Big Blue Bump)), який описується тепловим випромінюванням від оптично товстого або оптично тонкого регіону внаслідок вільно-вільних переходів.

Ще однією важливою властивістю АЯГ є сильне рентгенівське випромінювання, яке описується степеневим спектром, що утворився внаслідок прояву механізму, оберненого до механізму Комптона для низькоенергетичних фотонів на релятивістських електронах [86], який розглядатимемо в наступних розділах. Відносна частина потужності рентгенівського випромінювання в АЯГ до випромінювання звичайних галактик може досягати 30—70 %.

Сильне інфрачервоне випромінювання відповідає трьом характерним зонам з температурою 120—170 К°, 30—70 К° та 15—25 К°. Цікаво, що змінність у ІЧ-діапазоні корелює зі змінністю в УФ- та оптичному діапазонах, що означає їх просторову близькість.

Радіовипромінювання АЯГ у вигляді струменів речовини — джетів, що рухається з релятивістською швидкістю, описується синхротронним механізмом. Про це свідчить сильна поляризація випромінювання — до ~60 % та степеневий розподіл за енергією. Радіовипромінювання, на відміну від інших діапазонів, для АЯГ проявляється у вигляді присутності позагалактичних структур — джетів, «вух» з характерними морфологічними компонентами.

Наявність емісійних ліній різного ступеня збудження, іонізації, ширини (у розумінні доплерівського розширення) та еквівалентної ширини вказує на наявність відмінних регіонів їх походження. Крім того, часова затримка між змінністю різних параметрів лінії та змінністю у відповідному спектральному діапазоні континууму дає змогу розділити ці зони просторово (так звана модель іонізації).

Просторово та спектрально виділяють чотири основні зони в АЯГ:

- *Джерело континууму.* Нині вважається, що це акреційний диск навколо надмасивної чорної діри (НМЧД). Розмір області, який відповідає за найбільш енергетичне випромінювання, су-

мірний з нашою Сонячною системою (декілька світлових годин або трохи більше). Спектр теплового випромінювання свідчить про температуру диска $\sim 10^{5-6}$ К. Джерелом нетеплового високоенергетичного континууму вважається корона акреційного диска.

- *Область широких спектральних ліній* (broad line region — BLR). Розмір становить від декількох світлових днів до світлових місяців (у квазарів), тобто $\sim 0,1-0,01$ пк. Орієнтовна маса цієї області ~ 50 мас Сонця, густина 10^8-10^{12} см $^{-3}$, температура $\geq 4 \times 10^4$ К, характерна швидкість хмаринок в ній від ~ 1 тис. до ~ 10 тис. км/с. Ці характеристики свідчать про присутність вільного від пилу іонізованого газу та чіткої стратифікації від центру за величиною іонізації — чим далі від центру тим нижча іонізація. Область відповідає за випромінювання в оптичному та УФ діапазонах широких дозволених і напівзаборонених ліній. Зовнішня межа цієї області визначається¹ так званим *радіусом сублімації*, поза яким можливе існування пилових зерен (визначається балансом між поглинанням УФ/оптичних фотонів та швидкістю

випромінюванням пилу): $R_{d,c} \approx 0,5 \left(\frac{L_{bol}}{10^{46} \text{ ерг/с}} \right)^{0,5} \cdot \left(\frac{1800 \text{ К}}{T_{sub}} \right)^{2,6}$ пк.

Це радіус сублімації для вуглецевого пилу. Для графіту коефіцієнт 0,5 замінюється на 1,3, а температура — на 1500 К.

- *Область вузьких ліній* (narrow line region — NLR). Типовий розмір від ~ 10 пк до кількох сотень парсеків з розширенням до кількох кілопарсеків у яскравих квазарів. Їнколи реєструють характерне випромінювання від регіону розміру кілька кілопарсеків і навіть більше за 100 кпк. Останні називають розширеною областю вузьких ліній (extended narrow-line regions — ENLRs). Зовнішня межа області переходить у міжзоряний/міжгалактичний простір. Загальна маса речовини в ній становить 10^5-10^6 мас Сонця, середня густина — $\sim 10^3-10^4$ см $^{-3}$, температура середовища — $\sim 10^4$ К. Вузькі, але інтенсивні заборонені емісійні лінії, відповідають за звичай руху газу зі швидкостями $\sim 300-500$ км/с, що на порядок величини менше за швидкості в BLR, але більші, ніж значення для звичайних галактик. Емісійні лінії від NLR спостерігаються

¹ R_d може змінюватися у кілька разів залежно від розміру та складу пилових частинок. Окрім того, ймовірно, не існує різкого або, навпаки, «гладкого» неперервного переходу від BLR до газопилового тору, а натомість відбувається поступове збільшення кількості пилових хмаринок в навколишньому газі.



здебільшого в червоному та ІЧ-діапазонах спектра та виникають унаслідок переходів між компонентами тонкої структури атомів.

Ця область просторово розділена оптичними телескопами для близьких АЯГ, тому є певні уявлення щодо її структури. Морфологія NLR не є сферичною, а найімовірніше має вигляд двох конусоподібних областей (рис. 4.9), які за структурою є неоднорідними та містять «вузли», окремі хмари. Іонізація NLR випромі-

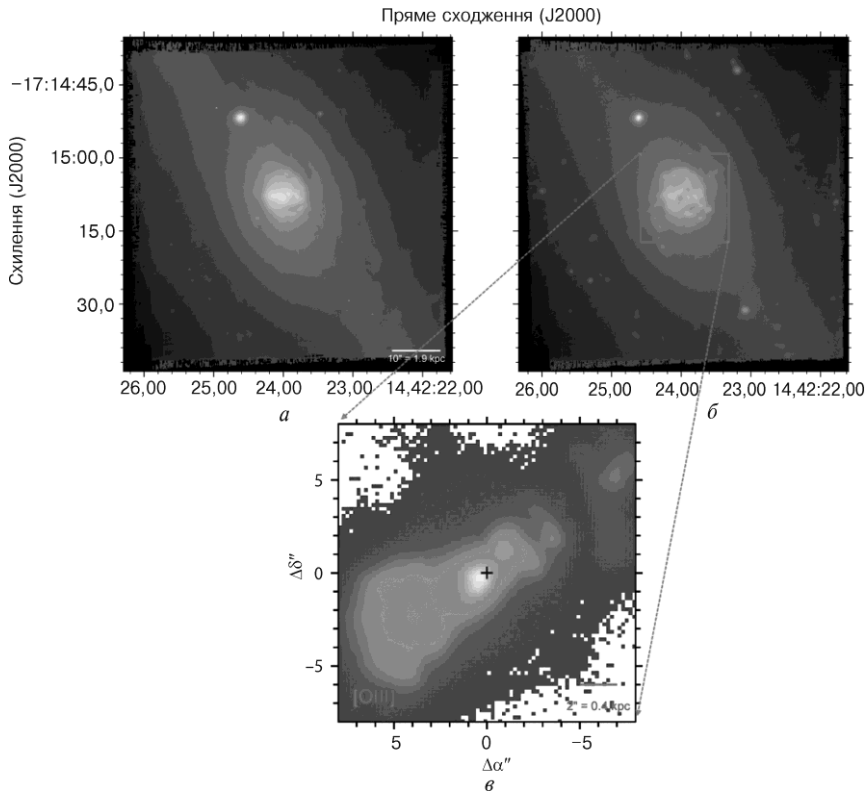


Рис. 4.9. Зображення *gri* центральної області галактики типу Сейферт 2 NGC 5278, отримане інструментом MUSE телескопа VLT UT4 (а), комбінований знімок у трьох фільтрах (б): *i*-фільтрі (червоний колір), в лінії [O III] (синій) та фільтрі H (зелений), а також активне ядро на довжині хвилі емісійної лінії [O III] (в). Частина відтока в нижній лівій частині зображення в лінії [O III] направлена від спостерігача, а права верхня — навпаки. Чорний хрест — положення активного ядра згідно з радіоспостереженнями масиву VLA

нюванням від ядра в континуумі не є ізотропною, а навпаки, суттєво залежить від напрямку. Прикладами ліній цієї області є такі, як відома та сильна лінія [O III] $\lambda = 5007 \text{ \AA}$, лінія низької іонізації [O I] $\lambda = 6300 \text{ \AA}$ та високої іонізації [Ne V] $\lambda = 14,3 \text{ мкм}$.

• *Газопиловий тор.* Інтерполяція характеристик середовища між областями BLR і NLR пропонує існування регіону з густиною речовини $\sim 10^4\text{--}10^7 \text{ см}^{-3}$ і кеплерівськими швидкостями порядку тисячі кілометрів за секунду (залежно від відстані до НМЧД) та великими діапазонами значень стовпчикової густини та іонізації. Відповідна оптична товща на усьому електромагнітному спектрі, крім ділянки ближнього ІЧ-випромінювання та рентгенівського випромінювання з енергією $\geq 20 \text{ кеВ}$, повинна бути великою, що спричинятиме затемнення випромінювання від центру ядра. Наприклад, типова екстинкція для смуги $V\text{--}A_V = 5\text{--}10^m$. Враховуючи описану вище виявлену асиметричність NLR, можна очікувати, що найімовірнішим напрямком розташування цього затемнювального середовища є перпендикулярна до даної асиметрії площина активного ядра галактики. Дані оптичних та УФ-спостережень свідчать, що в більшості АЯГ речовина такого регіону перекриває випромінювання від центру ядра, тобто акреційного диска, та області BLR. Спостереженнями в рентгенівському діапазоні також виявляється широкий діапазон стовпчикової густини — від $\sim 10^{22} \text{ см}^{-2}$ до 10^{24} см^{-2} і більше. Основним компонентом цього середовища, що підтверджується спостереженнями, є переважно пласка¹, оптично товста структура, яка складається із запиленого нейтрального атомарного або молекулярного газу. Найчастіше її називають газопиловим тором, який подібний на бублик, що характеризується центральною пустотою маленького радіуса і набагато більшим зовнішнім радіусом. Типовий розмір внутрішнього радіуса коливається в межах $0,02\text{--}0,1 \text{ пк}$ і, по суті, визначається радіусом сублімації та гравітаційним впливом самої НМЧД. Значення зовнішнього радіуса становлять $\sim 10\text{--}100 \text{ пк}$. Фактичну форму та розмір тора однозначно встановити складно, оскільки вони можуть розрізнятися навіть для одного і того ж самого об'єкта в разі досліджень у різних діапазонах хвиль. Наприклад, якщо температура відповідатиме спостережній довжині хвилі, пил різної температури може заповнювати різної форми та розміру об'єм. Або пил як

¹ Мається на увазі, що вертикальний вимір менший за горизонтальний.



джерело поглинання, може домінувати для діапазону ІЧ—УФ, а газ — для рентгенівського діапазону.

Наразі внутрішня структура газопилового тора, його геометрія та розподіл густини в ньому є предметом активного комп'ютерного моделювання з урахування відповідних фізичних механізмів поглинання та розсіювання випромінювання, результатів спектральних досліджень здебільшого в ІЧ- та рентгенівському діапазонах¹. Найприйнятнішими на сьогодні є такі дві моделі: 1. Модель суцільного тора, в якому густина змінюється неперервно, відповідно й температура буде неперервно та плавно спадати зі збільшенням відстані від центру. Таким чином, найбільшою температура буде лише внутрішньої стінки тора. 2. Модель неоднорідного, так званого клампованого тора (від англ. clump — грудка, шматок). Він являє собою середовище, яке складається з окремих хмарин пилу різного розміру та густини, які рухаються в нейтральному газовому середовищі. Для цієї моделі відсутня пряма кореляція між температурою пилу та відстанню, оскільки в такому торі будуть присутні регіони зі зниженою густиною, які пропускати будуть високоенергетичне випромінювання вглиб газопилової структури. Остання модель наразі домінує, добре описує ІЧ-спектри більшості досліджених АЯГ типу 1 (з широкими лініями в спектрі) і дуже добре описує спектри, отримані від галактик типу Сейферт 2 та проміжних типів сейфертівських галактик, у тому числі й в рентгенівському діапазоні. Першу модель часто використовують для опису спектрів від галактик Сейферт 1, котрі орієнтовані до нас в анфас і в яких або не спостерігається центральне поглинання, або воно є малим. Але жодна з цих моделей окремо не є універсальною. Наприклад, у праці для галактик АЯГ типу 1 у ближньому ІЧ-діапазоні 5—15 мкм континуум добре описується моделлю клампованого тора, але вже в наступному проміжку хвиль 1—5 мкм його не можна описати цією моделлю. Крім того, модель не пояснює випромінювання силікатів на 10 і 18 мкм. З огляду на результати інтерферометричних спостережень останніх років у *N*-смузі

¹ Ці два діапазони вибрані в даному випадку з огляду на їх прямий зв'язок — високоенергетичне випромінювання від центрального джерела, поглинаючись пиловим середовищем, розігріває його, що призводить до значної кількості ІЧ-випромінювання. Внаслідок цього зв'язку існує низка критеріїв для різних ІЧ-смуг, співвідношення між якими дає змогу визначити джерело нагрівання — саме АЯГ або ж зони зореутворення.

(8—13 мкм) спостережень з адаптивною оптикою в K_s і K смугах (2,15—2,31 мкм, 2,2—2,37 мкм) запропоновано гіпотезу динамічної моделі тора як результат циклу нагрівання—охолодження матеріалу вітру та відтоків з центру активного ядра. Розмір такого псевдотора залежатиме від інтенсивності рентгенівського випромінювання та тиску світла на речовину. Прикладом цього є активне ядро найближчої до Землі (відстань 4,2 Мпк) сейфертівської галактики типу 2 ESO 097-G13 (відомої ще як галактика Циркуль), яке крім водяного мазерного диска має газопилову структуру, суттєво відмінну від *тороподібної* форми (рис. 4.10). Отже, газопилове середовище АЯГ є дуже складною структурою, його характеристики, найімовірніше, об'єднують різні моделі в різному взаємному співвідношенні від об'єкта до об'єкта.

На рис. 4.10, *а* позначка «+» відповідає положенню активного ядра. Чітко відслідковується філаментна структура молекулярних хмар. Також виявлено, що дифузна структура з атомарного газу геометрично товстіша за густіше молекулярне середовище, тобто тор має багатофазну структуру. На рис. 4.10, *б* видно колімований промінь протяжністю ~10 пк (лише в оптичному та J -діапазоні), спрямований у бік від яскравого центрального джерела (активного ядра), що включає в себе лише випромінювання в діапазоні K_s .

Видовжена структура (рис. 4.10, *в*) забезпечує ~80 % випромінювання в ближньому ІЧ-діапазоні. Її орієнтація відрізняється від очікуваної орієнтації стандартного тора, але спектральний розподіл чітко свідчить про пил як джерело випромінювання. Поглинання зростає в напрямку ПнЗ—ПдС. Температура пилу диска 334 К, а еліпсоподібної структури 298 К.

Викривлений диск H_2O мазера (рис. 4.10, *г*) вперше детально описано на базі результатів спостережень австралійської радіоінтерферометричної системи з довгою базою AT LBA [41]. Мазерний диск, імовірно, є зовнішньою частиною безпосередньо акреційного диска навколо НМЧД.

4.3. Діаграми-ідентифікатори АЯГ

Після ознайомлення з основними спостережними характеристиками основних типів активних ядер галактик та їх структурними елементами розглянемо питання, як можна виявити присутність АЯГ у спостережних галактиках.

Розглянутий в цьому підрозділі метод є одним з методів, якими встановлюються джерела іонізації газу, що випромінює. Він



базується на оптичних спостереженнях, як на таких, що найчастіше використовуються. Методика полягає в розділенні галактик із сильними емісійними лініями випромінювання на такі, що: а) формуються здебільшого центральним джерелом АЯГ, б) породжуються випромінюванням зорь раннього типу, в) відповідають поєднанню обох вказаних причин виникнення ліній. Здійснюється це за допомогою спектроскопії емісійних ліній, яка забезпечує надійність результату та зручність способу дослідження фізичних умов областей вузьких ліній усіх галактик. Низка методів базується на декількох «діагностичних діаграмах». Вони включають в себе аналіз відношень інтенсивностей різних емісійних ліній та порівняння цих відношень між собою, оскільки спостережні характеристики ліній містять величезну кількість інформації — стан іонізації випромінювального середовища, характеристики самого іонізовного континууму, електронну температуру, електронну концентрацію середовища тощо.

Діагностичні діаграми використовують кілька співвідношень ліній, які належно фізично обґрунтовані. Розглянемо приклад діаграми, яка наразі є найпоширенішою — діаграма Балдвіна—Філіпса—Терлевіча, або ВРТ-діаграми. Діаграма використовує 8 пар відношень інтенсивностей емісійних ліній. Перше і основне відношення ліній — $I([\text{OIII}] \lambda 5007)/I(\text{H}_\beta)$. Воно надає інформацію про рівень іонізації газу, середню енергію іонізованих фотонів та температуру електронів. Сильна лінія $[\text{OIII}] \lambda = 5007 \text{ \AA}$ свідчить про порівняно високий рівень іонізації (великий параметр іонізації U (див. п. *лайнери*)) та велику середню енергію іонізовного континууму (оскільки для кисню 2-й іонізовний потенціал — $IP(\text{O}^{2+}) = 35,12 \text{ eV}$), типову для яскравих АЯГ. Іntenсивність лінії $I(\text{H}_\beta)$ пропорційна до кількості рекомбінованих іонів водню і є мірою загальної кількості іонізованих фотонів, поглинутих газом. Менше відносне значення $I([\text{OIII}] \lambda 5007)/I(\text{H}_\beta)$ свідчить або на континуум АЯГ, але з низьким значенням U ($\sim 10^{-2}$ і нижче), або на «зоряний» спектр від молодих зорь/областей зореутворень із високим або низьким U . Наведене співвідношення є основним під час побудови таких діаграм, але його не можна використовувати як єдиний критерій, адже самотужки не можна однозначно розділити АЯГ чи зони зореутворення на джерела іонізації газу.

Доповнювальними парами відношень ліній є $I([\text{OI}] \lambda 6300)/I(\text{H}_\alpha)$, $I([\text{NII}] \lambda 6584)/I(\text{H}_\alpha)$ та $I([\text{SII}] \lambda 6716 + 6731)/I(\text{H}_\alpha)$. Ці відношення менш чутливі до рівня іонізації, оскільки іонізаційні по-

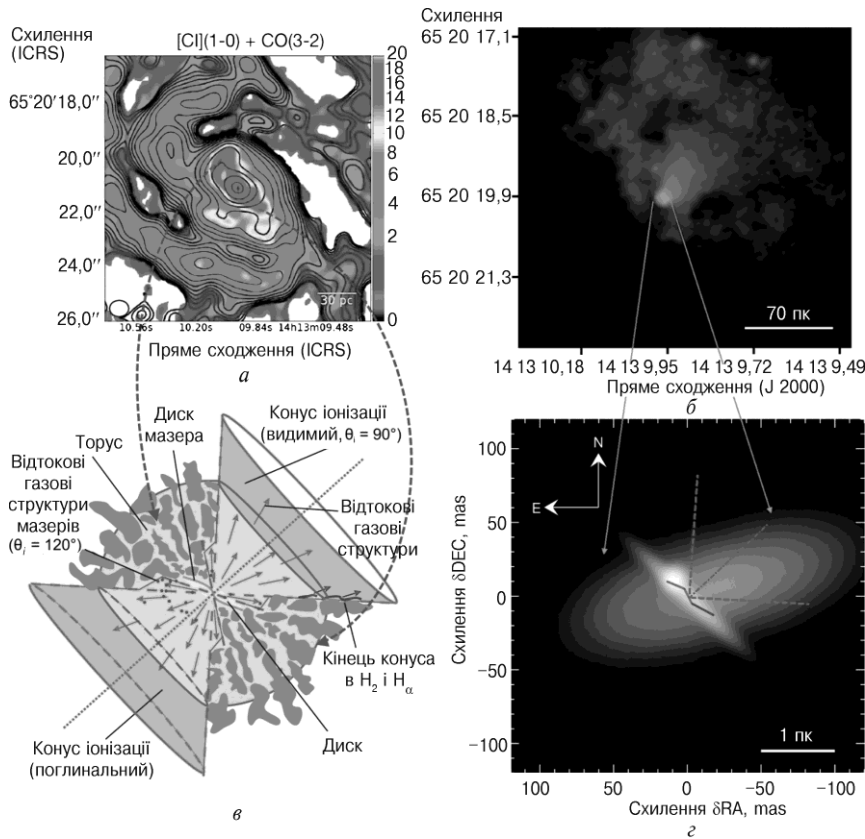


Рис. 4.10. Перекриття інтегральних мап інтенсивностей $[C\ I](1-0)$ $v_{rest} = 345,7960$ ГГц (контури) та $[C\ O](3-2)$ $v_{rest} = 492,1607$ ГГц (кольори в одиницях $\text{Ян} \cdot \text{промінь}^{-1} \cdot \text{км} \cdot \text{с}^{-1}$) центральних $10'' \times 10''$ галактик (а; розмір променя для $[C\ I](1-0)$ — еліпс знизу зліва); псевдо RGB зображення області ядра (б; синій колір — зображення у фільтрі F814W, отримане планетарною/широкого поля камерою 2 (WFPC 2) Космічного телескопа Габбла; зелений та червоний кольори — зображення від камери NACO телескопа VLT UT4 у фільтрі відповідно J та K_s); модельне зображення центральної частини ядра на базі результатів спостережень VLT MIDI та Космічного телескопа Габбла (у лінії $[O\ III] \lambda = 5007 \text{ \AA}$), на якому показано такі компоненти ядра (в): диск H_2O мазера на відстанях 0,1–0,4 пк (червоно-зелено-синя лінія, де колір кодує доплерівське зміщення руху речовини); центральна тонка структура розміром ~ 1 пк, що випромінює в ближньому ІЧ-діапазоні $\sim 20\%$ зареєстрованому в цьому спостереженні (білий колір); велика, товста, видовжена еліпсоподібна структура з кольорами, що відповідають



центральної довжині хвиль: червоний — 13 мкм; зелений — 10,5 мкм; блакитний — 8 мкм (межі конуса іонізації — фактично зони NLR (лише один!) бічний конус — протилежний напрям перекритий газопиловим середовищем тора) виділено штриховими синіми лініями, а вісь конуса — штрихпунктиром); структура кількох центральних парсеків активного ядра галактики Циркуль (z) (коричневі пунктирні лінії зіставляють найяскравішу на хвилі [C O](3—2) й область з газопиловим тором)

тенціальні елементи чисельника близькі до такого параметра для водню, тобто $\sim 13,6$ еВ. Лінії [OI], [NII] та [SII] сильні в зовнішніх областях зони іонізації, де газ є частково іонізованим. У цьому разі їх виникненню сприятиме високоенергетичне випромінювання континууму АЯГ (рентгенівське випромінювання), яке може пройти через фронт іонізованого водню (який саме й створює) і потрапити у середовище, наприклад, з нейтральним киснем, де зумовить появу емісії [OI] $\lambda = 6300 \text{ \AA}$ відповідної інтенсивності. Це типово для АЯГ з низькою іонізацією — лайнерам. Випромінювання навіть дуже гарячих зорь не може створити такої спостереженої спектральної картини — лінія [OI] буде набагато слабкішою. Використання характеристик ліній кисню та нітрогену дає змогу додатково отримати інформацію про «металічність» як для середовища АЯГ, так і для зон зореутворення. Це можливо, бо нітроген є другим елементом, вміст якого суттєво змінюється порівняно зі зміною вмісту кисню та інших елементів ланцюжка альфа-елементів, які утворюються в зорях¹.

Зазначимо ще один важливий чинник вибору саме таких пар відношень іонів. Усі лінії в кожній парі розташовані близько одна до одної, тому в ході нормування на відповідну лінію бальмерівської серії це дає змогу зменшити похибки в разі виправлення на внутрішнє (тобто у відповідному активному ядрі) поглинання. Неправильно враховане поглинання призводить до зміни положення об'єкта на діагностичній діаграмі.

Взаємне використання наведених відношень ліній є дуже потужним інструментом для ідентифікації АЯГ, особливо під час роботи з великими вибірками галактик, — каталогами типу SDSS або 2DF. Цей метод має досить багато чинників, які впливають на його точність, як-от індивідуальні варіації хімічного

¹ Нагадаємо, що альфа-процеси — це процеси горіння в зорях за участю альфа-частинок, ядер гелію, які породжують набір елементів, масове число A яких ділиться на 4 без залишку (наприклад, C, O, Ne, Mg, S); нітроген у свою чергу бере участь в CNO-циклі, який домінує для гарячих зорь з масою понад $\sim 1,3$ маси Сонця.

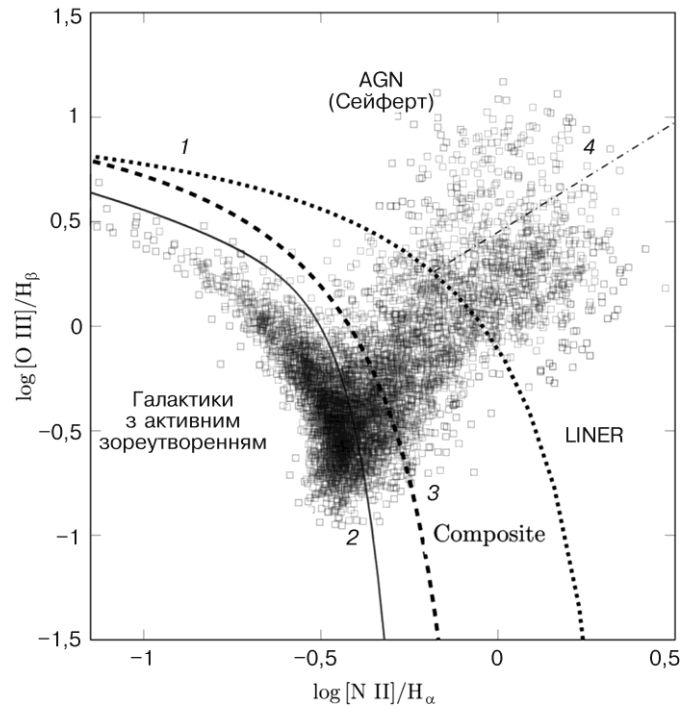


Рис. 4.11. Діаграма Балдвіна—Філіпса—Терлевіча або «чайка» (англ. seagull) галактик з огляду SDSS для відношень лінії $I([OI] \lambda 6300)/I(H_{\alpha})$ vs. $I([NII] \lambda 6584)/I(H_{\alpha})$ [27]:

1 — «межа Кевлі» — верхня межа для класифікації ядер галактик з екстремальним зореутворенням (далі — star-forming — SF), вище за яку розташовані тільки АЯГ [50]; 2 — «межа Стасінської», нижче від якої знаходяться ядра зі спектром від зон SF без ознак АЯГ, або так звані чисті SF галактики (у літературних джерелах їх також називають нормальні зореутворювальні галактики — Normal Star-forming Galaxies або NSF. Між цими двома межами розташовуються «змішані» або «проміжні» галактики з різним відносним внеском випромінювання від зон SF та слабкого активного ядра); 3 — «межа Кауфман», яку на відміну від «межі Стасінської», отриманої з фотоіонізаційних моделей, виведено винятково емпірично і яка відповідає дещо застарілому, хоча досі інколи використовуваному критерію відділення чистих SF галактик від галактик, що мають також внесок від АЯГ; 4 — поділ на галактики типу Сейферт та лайнери (ця лінія близька до подібного поділу, але на АЯГ з високою та низькою іонізацією)

складу міжзоряного середовища, сильне поглинання в тілі галактики як такої, інструментальні апертурні ефекти тощо.

На рис. 4.11 наведено приклад *BPT*-діаграми з теоретичними кривими поділу галактик на галактики з активним зореутворенням, АЯГ та проміжного виглядів. Нині діагностичні діаграми є



основним способом класифікації АЯГ типу 2, тобто з вузькими емісійними лініями, оскільки класифікація АЯГ типу 1 є проблематичною через неоднозначності в разі визначення внеску вузьких ліній в спільний профіль із сусідніми широкими лініями H_α та H_β . Очевидно, що є безліч галактик зі змішаними характеристиками, тому для них у випадках з невеликими вибірками або окремими галактиками використовують інші методи, як для оптичного діапазону, так і поєднуючи мультитихвильові спостереження¹.

4.4. Головні компоненти «центрального двигуна» АЯГ

Єдине джерело енергії, відоме у фізиці, яке могло б довго забезпечувати взаємодію з речовиною у ядрі АЯГ та спостережну ефективність випромінювання — це акреція газу в гравітаційному полі НМЧД з масою останньої $10^6\text{--}10^9 M_\odot$. Як вже йшлося, присутність НМЧД з акрецією в центрі АЯГ вперше постулював Лінден-Белл (1969). Нині це є загальноприйнятою гіпотезою. Розглянемо основні питання акреції на НМЧД в АЯГ.

4.4.1. Чорні діри. Теорія та типи

Головним астрофізичним параметром чорної діри є її маса та пов'язаний напряму з нею радіус Шварцшильда $r_g = 2GM / c^2$. Для чорної діри, яка не обертається, радіус Шварцшильда збігається з горизонтом подій, який обмежує ту частину простору-часу, з якої жодна інформація, яка переноситься сигналом, не може досягнути зовнішнього спостерігача. Будь-яке тіло, яке досягло цього радіуса від сингулярності, не може уникнути падіння в неї.

Метрику навколо чорної діри, яка не обертається, називають розв'язком Шварцшильда, який отримано в рамках загальної теорії відносності у 1916 р.:

$$ds^2 = \left(1 - \frac{2GM}{rc^2}\right) dt^2 - \frac{1}{c^2} \left(\frac{dr^2}{1 - \frac{2GM}{rc^2}} + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2) \right). \quad (4.4)$$

¹ Найчастіше додатково виконуються спостереження в радіо- та рентгєнівському діапазонах та використовуються відповідні критерії.

З цієї метрики можна вивести значення розміру останньої стабільної орбіти навколо чорної діри, що не обертається: $r = 3r_g$. У проміжку $[r_g, 3r_g]$ стабільних орбіт не існує, але це не означає, що тіло, яке там перебуває, відразу обов'язково досягне сингулярності. За певних умов воно може здійснити спочатку декілька обертів навколо чорної діри і навіть вилетіти знову в космос, але останнє можливе лише при $r \geq 1,5r_g$.

Загальний розв'язок для чорних дір із урахуванням їх можливого обертання навколо власної осі (наявність спіну — моменту обертання J) знайшов Керр у 1963 р. [49]:

$$ds^2 = \left(1 - \frac{2GM}{\rho c^2}\right) dt^2 - \frac{1}{c^2} \left(\frac{4GMra \sin^2 \theta}{\rho c} + \frac{\rho}{\Delta} dr^2 \right) - \frac{1}{c^2} \left(\rho d\theta^2 + (r^2 + a^2 + \frac{2GMra^2 \sin^2 \theta}{\rho c^2}) \sin^2 \theta d\phi^2 \right). \quad (4.5)$$

У цьому формалізмі $a = J / Mc$ — кутовий момент чорної діри на одиницю маси, $\Delta = r^2 - (2GMr / c^2) + a^2$, $\rho^2 = r^2 + a^2 \cos^2 \theta$. Якщо чорна діра не обертається, то кутовий момент дорівнює нулю і метрика Керра перетворюється на метрику Шварцшильда. Радіус горизонту чорної діри Керра визначають так:

$$r_+ = \frac{GM}{c^2} + \left[\left(\frac{GM}{c^2} \right)^2 - \left(\frac{J}{Mc} \right)^2 \right]^{1/2}. \quad (4.6)$$

Максимальний кутовий момент — $J = GM / c^2$. Розмір останньої стабільної орбіти залежить від взаємного напрямку обертання чорної діри (тобто значення та знака її спіну) та матерії, що падає, і за протилежного руху $r = 9GM^2 / c$, а за збігу напрямків $r = GM / c^2$.

Зазначимо, що спін чорної діри теоретично може бути як завжди близьким до $a = J / Mc = 1$. Але для реальної чорної діри, яка швидко обертається, взаємодію з фотонами, які падають у чорну діру, рухаючись у протилежному до її обертання напрямку, обмежують значення спіну до $\approx 0,998$. Тому в науковій літературі використовують термін «максимальна» або «екстремальна» чорна діра, маючи на увазі спін $a = 0,998$.



4.4.2. Акреційний диск. Типи дискової акреції

З початком відкриттів у рентгенівському діапазоні яскравих компактних об'єктів постало питання про механізм, який би забезпечував спостережну світність за своїх розмірів. Найкращим сценарієм є процес акреції на компактний об'єкт, за якого потенціальна енергія гравітації цього компактного тіла переходить у електромагнітну: $\Delta E_{acc} = \frac{GMm}{R}$. Те, наскільки сильною може бути акреція, обмежує тиск випромінювання. Чим більший темп акреції тим більша світність і більший тиск випромінювання, який характеризується силою F_{rad} (для вільних електронів):

$$F_{rad} = \frac{L_{acc}\sigma_T}{4\pi r^2 c}, \quad (4.7)$$

де L_{acc} — світність за даної акреції, σ_T — томпсонівський переріз розсіювання ($6,65 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2$).

Максимальна світність у найпростішому випадку сферичної акреції обмежується едінгтонівською межею:

$$L_{Edd} = \frac{4\pi GMm_p c}{\sigma_T} \approx 1,3 \cdot 10^{38} \frac{M}{M_\odot} \text{ ерг/с}, \quad (4.8)$$

де m_p — маса протона. Едінгтонівська межа — максимальна можлива світність у випадку сферичної акреції. Цікаво, що нині цю межу використовують під час опису дискової акреції, хоча це і не зовсім правильно. Рівняння (4.8) можна записати у вигляді ліміту швидкості акреції:

$$\dot{M}_{Edd} = \frac{L_{Edd}}{\eta c^2}, \quad (4.9)$$

де η — ефективність перетворення гравітаційної енергії в електромагнітну. Важливо, що ця величина є більшою, аніж для ядерного вибуху, коли $\eta = 0,007$, за акреції на ЧД Шварцшильда $\eta = 0,06$, а за ЧД Керра навіть $\eta = 0,423$ для екваторіальних орбіт. Хоча, насправді, точне значення величини η невідомо.

Найпоширенішим типом акреції вважається дискова акреція. При цьому на відміну від сферичної акреції потрібно враховувати перенесення кутового моменту, гідродинамічні ефекти, наявність магнітних полів, а також вплив випромінювання на сам акретуючий матеріал тощо.

Найпростішим сценарієм дискової акреції є нерелятивістський тонкий акреційний диск [82], який називають диском Шакури—Сюняєва, або альфа-диск. Це оптично товстий, але геометрично тонкий диск, в якому на всіх радіусах рух матерії описується кеплерівською швидкістю $v \sim \sqrt{M_{BH} / R}$ і який застосовують для низьких світностей ($L / L_{Edd} \ll 1$). Геометрична тонкість зумовлює тепловий критерій диска Шакури—Сюняєва:

$$\frac{k_B T}{\mu c^2} \frac{r}{r_g} \ll 1. \quad (4.10)$$

Тут k_B — стала Больцмана, T — температура газу, μ — середня маса на частинку. Ще одним ключовим припущенням є те, що поведінка перенесення кутового моменту характеризується так званим феноменологічним параметром кінематичної в'язкості ν , а також, що час перерозподілу кутового моменту по диску є набагато більшим за час орбітального періоду та радіаційного перенесення (що забезпечує геометричну тонкість диска). У найпростішому варіанті $\nu = \alpha c_s h$ (α — безрозмірний параметр у межах 0—1 (ї є константою для певного диска), c_s — швидкістю звуку). Геометрична тонкість такого диска передбачає, що його вертикальна структура визначається гідростатичною рівновагою. Приймаючи, що швидкість звуку $c_s \sim \sqrt{p / \rho}$ (p і ρ — тиск та густина газу), можна знайти «висоту» диска: $h \sim c_s / v_K$, де знаменник — кеплерівська швидкість. Диск є геометрично тонким при $h / r \ll 1$, тобто кеплерівська швидкість повинна бути надзвуковою. Радіальна швидкість руху речовини, навпаки, в альфа-диску буде дозвуковою.

Спостережений спектр такого диска буде мати мультитемпературний розподіл за радіусом, або так зване мультитемпературне чорнотільне випромінювання:

$$T(R) = T_* \left(\frac{R}{R_*} \right)^{-\frac{3}{4}}, \quad (4.11)$$

де R — відповідний радіус на якому відбувається випромінювання, R_* — радіус тіла масою M_* , на яке відбувається акреція з темпом $\dot{M}$, T_* визначають як

$$T_* \propto \left(\frac{M_* \dot{M}}{R_*^3} \right)^{\frac{1}{4}}. \quad (4.12)$$

Між максимальним ($r_{\max}$) та мінімальним ($r_{\min}$) радіусами випромінювання, спектр описується як $I(\nu) \propto \nu^{1/3}$ (ν — частота), для частот, котрі менші за відповідну температуру диска на $r_{\max}$, спектр описується формулою Релея—Джинса $I(\nu) \propto \nu^2$, а для малих радіусів настає експоненціальне спадання $I(\nu) \propto \exp\left(-\frac{h\nu}{kT_{in}}\right)$ (T_{in} — температура внутрішніх частин акреційного диска). Запишемо загальну формулу температурного профілю:

$$T = \left[\frac{3\tau}{4\sigma} \frac{3GM\dot{M}}{8\pi r^3} \left(1 - \frac{r_{\min}}{r} \right)^{\frac{1}{2}} \right]^{\frac{1}{4}}, \quad (4.13)$$

де $\tau = \kappa_R \Sigma$ — оптична товщина диска, κ_R — середнє Росселанда, Σ — поверхнева густина диска. На рис. 4.12 наведено декілька прикладів спектрів такого диска.

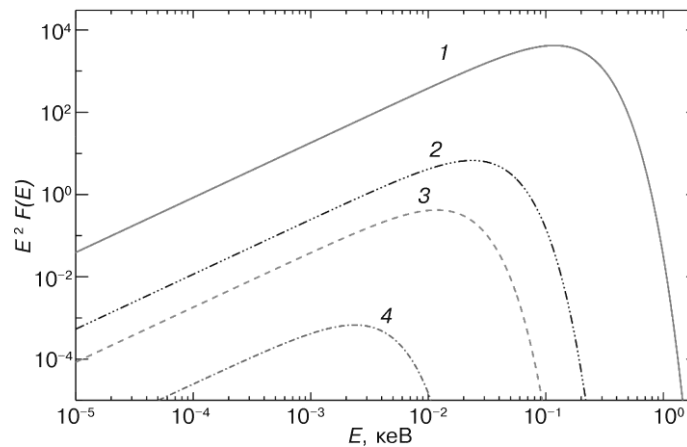


Рис. 4.12. Спектри оптично товстого диска Шакури—Сюняєва для різних температур на внутрішньому радіусі при kT_{in} , кеВ:
1 — $5 \cdot 10^{-2}$; 2 — 10^{-2} ; 3 — $5 \cdot 10^{-3}$; 4 — 10^{-3}

Зазначимо, що хоча диск Шакури—Сюняєва є популярним наближенням для спектрів у подвійних системах з акрецією, але для опису реальних спектрів АЯГ він є дуже грубою моделлю.

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

- Акреційний матеріал формує двотемпературну плазму, в якій температура іонів набагато вища за температуру електронів ($T_i \sim 10^{11}$ К, $T_e \sim 10^{8-9}$ К) («звичайна» адвекція — ADAF — Advection-Dominated Accretion Flow). Газ є оптично тонким але геометрично товстим і формує степеневий спектр як у рентгені, так і в м'яких гамма-променях. Такий сценарій є нестабільним за температурою [69], тому його не можна реалізувати як постійний чи довготривалий тип акреції.

- Для нареддінгтонівської акреції реалізується сценарій оптично та геометрично товстого адвекційного потоку [3, 13] (англ. «slim disk»). Унаслідок великої оптичної товщини час дифузії фотонів за межі диска є більшим, аніж час акреції — фотон не встигає «вийти» з диска. Режим є випромінювально неефективним.

- Для субеддінгтонівської акреції реалізується сценарій оптично тонкої адвекції. Суть полягає в тому, що час охолодження диска або час, за який відбудеться взаємодія заряджених частинок для випромінювання фотону, є більшим, аніж час акреції [66]. Режим також є випромінювально неефективним. У таких дисків дуже мала світність і на їх базі пояснюються світності ядер галактик із низькою світністю (LLAGN).

Зазначимо, що останніми роками з'явились моделі з гібридною структурою акреційних дисків. Вони передбачають наявність відразу декількох станів акреції. Як наслідок диск матиме вигляд сукупності хмаринок, які з часом можуть зникати або з'являтися у процесі еволюції, наприклад модель clumpy-ADAF.

4.4.3. Корона

Малі часи рентгенівської змінності для АЯГ свідчать про те, що рентгенівські фотони в них народжуються в невеликому районі, розташованому недалеко від НМЧД. Імовірність того, що випромінювання власне акреційного диска відповідає за рентгенівське випромінювання, можна відкинути на тій підставі, що навіть для дуже гарячих дисків (у подвійних системах



зоряних мас з чорною дірою) не передбачається перевищення їх температури понад кілька сотень електрон-вольтів (для дисків типу Шакури—Сюняєва). Водночас степеневий континуум в АЯГ насправді простягається до кілька сотень кілоелектрон-вольтів і далі експоненціально спадає. Нині широко визнається, що випромінювання АЯГ у рентгенівському діапазоні утворюється завдяки процесу оберненої комптонізації оптичних та УФ-фотонів акреційного диска на релятивістських електронах корони.

Механізм оберненого комптонівського розсіювання працює для фотонів, для яких їхня середня енергія $\langle E \rangle$ менша, ніж теплова енергія електронів, яка характеризується температурою T_e , а саме за умови $\gamma E_i \ll m_e c^2$. Якщо $\hbar \nu_i \ll 4kT_e$, то швидкість зростання енергії фотонів можна виразити як

$$\left(\frac{dE}{dt} \right) = \frac{4}{3} \sigma_T c U_{rad} \left(\frac{v^2}{c^2} \right) \gamma^2, \quad (4.14)$$

де U_{rad} — густина енергії випромінювання, $\gamma = \sqrt{1 - v^2/c^2}$ — лоренц-фактор електронів.

Нехай початкова енергія фотонів $\hbar \nu_i$, а температура електронів T_e , яка задовольняє умову $\hbar \nu_i \ll 4kT_e$. За кожного розсіювання фотони втрачати енергію доти, поки умова не наблизиться до рівності $\hbar \nu = 4kT_e$. За одне розсіювання фотон отримує енергію $\frac{\Delta E}{E} \approx \frac{4kT_e}{m_e c^2}$. Якщо кінцева енергія фотонів $\hbar \nu_f$ і кількість розсіювань N , тоді можна записати, що

$$\hbar \nu_f \approx \hbar \nu_i \exp \left(N \frac{4kT_e}{m_e c^2} \right). \quad (4.15)$$

Кількість розсіювань можна подати через оптичну товщину для області з густиною електронів N_e та характерним розміром D : $\tau_e = N_e \sigma_T D$. У найпростішому варіанті можна ввести, що $D = \sqrt{l} N$ (l — довжина вільного пробігу). Тоді середню кількість розсіювань, яку оцінюють як $\max(\tau_e, \tau_e^2)$, грубо можна прирівняти до τ_e^2 за великої оптичної товщини та до $N \approx 1 - \exp(-\tau_e) \approx \tau_e$ за малої. Тоді для нерелятивістських електронів ($\hbar \nu_i \ll 4kT_e$):

$$y = \frac{4kT_e}{m_e c^2} \max(\tau_e, \tau_e^2), \quad (4.16)$$

$$\hbar\nu_f \sim \hbar\nu_i \exp(y), \quad (4.17)$$

де y називають комптонівським параметром або комптонівською оптичною товщиною, а $\exp(y)$ — чинником ампліфікації або чинником підсилення. За дуже великої оптичної товщини $\tau_e \gg 1$, як зазначалося вище, фотони розсіюються $\sim \tau^2$ разів перед тим, як покинути систему. Коли настане момент $\hbar\nu_f = 4kT_e$, передача енергії фотонам зупиниться — почнеться так звана сатурація процесу або його насичення. Для релятивістських електронів ($\gamma \gg 1$) за одне розсіювання зміна енергії буде іншою — $\frac{\Delta E}{E} \approx \frac{4}{3}\gamma^2$. Тому комптонівський параметр набуде вигляду

$$y_{rel} = \left(\frac{4kT_e}{m_e c^2} \right)^2 \max(\tau_e, \tau_e^2). \quad (4.18)$$

У процесі інтерпретації високоенергетичних спектрів АЯГ обернене комптонівське розсіювання заслуговує найбільшої уваги у двох випадках. По-перше, при $1 < y < 3$ та середніх значеннях оптичної товщини $\tau \geq 1$ фотони формують степеневий спектр, фотонний індекс якого орієнтовно визначають як

$$\Gamma = -\frac{1}{2} + \sqrt{\frac{9}{4} + \frac{4}{y}}. \quad (4.19)$$

По-друге, розглядається випадок при $y \gg 1$ та великій оптичній товщині $\tau \gg 1$. При $y \gg 1$ фотони можуть досягнути максимального значення енергії для даної системи, тобто теплової енергії електронів. Починається виродження оберненого комптонівського процесу і в спектрі з'являтиметься експоненціальне спадання на енергії $E_C \approx 3kT_e$. При $\tau \gg 1$ фотони дуже швидко забирають енергію у електронів, тому формуватиметься спектр Віна, але на низьких енергіях.

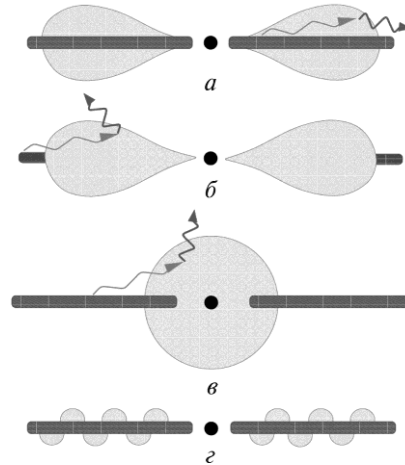
Точну природу та причину присутності корони з релятивістських електронів досі не встановлено, так само не відомо і точну форму корони, яка, як інколи припускається, залежить від типу та темпу акреції. На рис. 4.13 схематично подано основні геометрії корони.

Нині основними гіпотезами походження корони є такі:

- Спалахи. Нагрівання електронів відбувається внаслідок магнітного перезамикання локальних силових ліній магнітного поля, подібно до процесів на Сонці. Хоча фізичні деталі не до

Рис. 4.13. Можливі геометрії корони акреційного диска залежно від акреційного стану:

a — «плита» — проста геометрія, але зазвичай дає занадто велике значення фотонного індексу; *б, в* — відповідно «сфера» та «диск», які мало перекривають акреційний диск, тому повільно охолоджуються, — забезпечують малий фотонний індекс; *г* — «плямиста» або «уривчаста» корона — залежно від оптичної товщини може показувати різні значення фотонного індексу. Корону показано жовтим кольором, акреційний диск — коричневим



кінця відомі, ця гіпотеза широко застосовується для пояснення спектра та варіації блиску АЯГ, як приклад — наявність «гарячих плям». Цей механізм може працювати як локально — в окремих регіонах диска, так і глобально внаслідок диференційованого обертання диска та ефекту магнітної плавучості силових ліній.

- Двокомпонентний диск. Диск поділяється на два регіони — гарячий оптично тонкий та холодний оптично товстий. Перша частина забезпечує первинне випромінювання, а друга є джерелом низько енергетичних фотонів. У цьому випадку електрони корони не є релятивістськими.

4.4.4. Уніфікована модель ядра

Усі типи основних компонент центру АЯГ, очевидно, мають певні однакові ознаки та причини активності — акрецію на НМЧД. Перше спостережене свідчення на користь спільного центру для різних найпоширеніших типів АЯГ — Сейферт 1 та 2 — отримано під час спектрополяриметричних досліджень галактики типу Сейферт 2 NGC 1068: у поляризованому світлі було виявлено широкі лінії бальмерівської серії та емісію Fe II, які характерні для типу Сейферт 1. Одним із наслідків цієї роботи є думка, що ядро цієї галактики «перекрите» від безпосереднього спостереження газопиловим середовищем, а спостережні особливості виникли внаслідок розсіювання випромінювання області широкіх ліній, що і спричинило поляризацію. Таке газопилове середовище мало бути як геометрично, так і оптично товстим та

характеризуватися 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: в разі спостереження з ребра — це Сейферт 2, в якому газопиловий тор закриває область широких ліній та акреційний диск, а за малого кута нахилу — Сейферт 1. На цьому ґрунтується так звана уніфікована модель АЯГ, яка наразі є широко прийнятою.

Зазначимо, що описана схема є фактично пристосованою для опису галактик, але без урахування їх радіогучності. За спроб розробити уніфікацію радіогучних АЯГ виникає багато труднощів, особливо з накопиченням спостережень із високою роздільною здатністю та аналізом часової змінності випромінювання. Наприклад, певний час вважалося, що батьківською популяцією для ланцертид є радіогалактики типу FR I, джет яких орієнтований на спостерігача, а радіогучні квазари — радіогалактики типу FR II. Однак з часом з'ясувалося, що перше твердження є досить сумнівним, адже виявилася відмінність у міжгалактичному оточенні та часта різниця в радіоморфології під час детальних спостережень. Друге твердження стикається з труднощами при врахуванні об'єктів із $z > 1$. Пояснення дихотомії типів FR I і FR II та уніфікація на основі геометричної орієнтації відносно спостерігача є несумісними. Існує декілька фізичних пояснень причин їх поділу. Найпоширенішим сценарієм є такий, в якому радіогалактики поділяються на типи відповідно до знака спіну НМЧД в їх ядрі та того, чи є акреційний потік ефективно випромінювальним чи ні, тобто виникає чинник наявності різного темпу акреції. Згідно з цим сценарієм тип FR II виникає у випадку протилежних напрямків обертання акреційного диска та спіну НМЧД (ретроградний спін), а FR I — у разі їх збігу (проградний спін). При цьому обидва типи мають акреційні диски, в яких мала світність, як у випадку адвекції [38]. Радіотихі АЯГ у цій картині містять НМЧД із великим і навіть максимальним спіном та ефективно випромінювальною акрецією, що супроводжується також сильним вітром, який пригнічує утворення джета. Інші гіпотези працюють лише в рамках величини спіну (спірна гіпотеза, з огляду на яку виникла фраза «Spin paradox», адже є свідчення, що багато радіотихих квазарів мають великий спін своєї НМЧД) або темпів акреції. Порівняно нові гіпотези працюють в наближенні магнітно-захопленого диска або MAD (Magnetically Arrested Disk). Згідно з цими гіпотезами у центральних частинах акреційного диска з'являються «острівці» зі зниженою густиною та

магнітним полем вертикальної структури, яке «заважає» падінню на НМЧД і призводить до виникнення так званих джетів Пойтінга, які самоколімуються і є стабільними.

Також дуже важливим є питання еволюції АЯГ на різних часових проміжках: а) як галактики в цілому — який тип є батьківським відносно іншого, чи відіграє важливу роль чинник середовища навколо певного АЯГ, чому різні типи АЯГ тяжіють до розташування в різних морфологічних класах галактик; б) як окремого об'єкта в ядрі галактики — чим зумовлюється зміна темпу акреції на НМЧД тощо. Намагання об'єднати геометричне трактування уніфікації та еволюційні глобальні й локальні відмінності виконуються в рамках побудови так званої розширеної уніфікації або великої уніфікації (англ. Grand unification scheme).

Приклад типової схеми для уніфікованої моделі на базі орієнтації відносно спостерігача наведено на рис. 4.14.

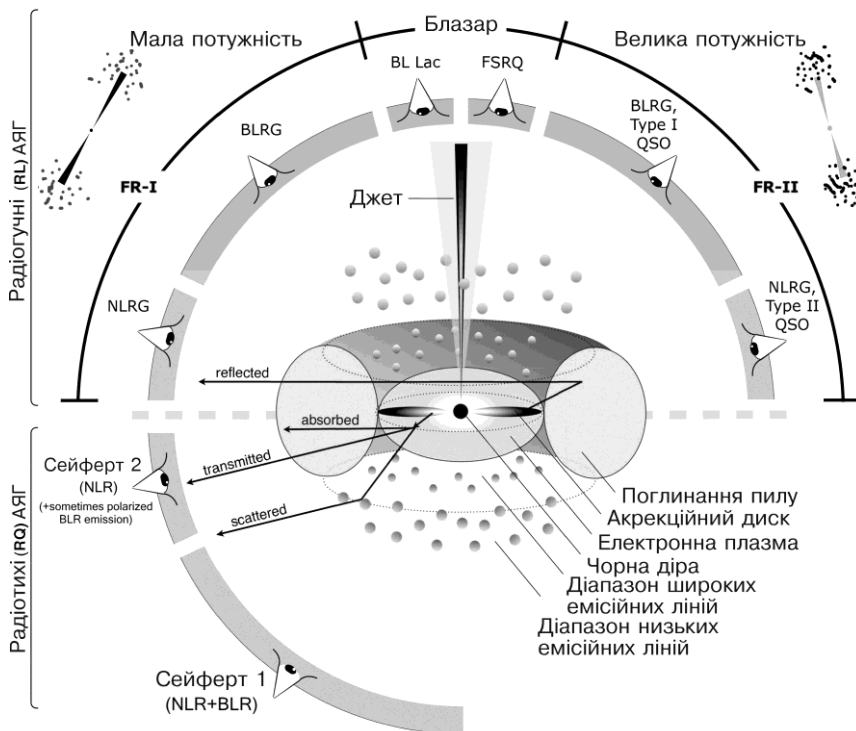


Рис. 4.14. Уніфікована схема АЯГ

4.5. X-випромінювання активних ядер галактик

Після появи рентгенівської астрономії випромінювання в цьому діапазоні було зареєстроване від активних ядер галактик, а саме випромінювання від галактик Лебідь А та М87 (квітень 1965). Перший ґрунтовний огляд неба у рентгенівському діапазоні виконаний супутником UHURU (SAS-1), запущеним 12 грудня 1970 р. За результатами огляду виявлено 88 таких галактик серед 339 джерел 4-го каталогу зареєстрованих джерел. Новими приладами для отримання знімків неба у рентгенівському діапазоні, які вперше використали на супутнику Einstein, запущеному в 1979 р., виявили, що значна частина космічного рентгенівського фону є насправді нерозділеними окремими рентгенівськими джерелами. Сучасні спостереження супутників XMM-Newton і Chandra з наддовгими витримками засвідчують цей висновок. Як мінімум 20 % їх кількості є галактиками з активними ядрами.

Через низьку чутливість і енергетичну роздільну здатність перші спостережені рентгенівські спектри АЯГ апроксимувались простим степеневим законом із фотонним індексом $\sim 1,7$ (наприклад, [63, 103]). Завдяки чутливішим інструментам супутників нового покоління (ROSAT, Ginga, ASCA) вдалось чітко знайти та виділити різні спектральні особливості на фоні степеневого континууму.

Нині виокремлюють такі спектральні характеристики у різних формах та співвідношеннях: близький до степеневого континууму із експоненціальним обрізанням на високих енергіях; додаткове поглинання нейтральним/теплим/іонізованим середовищем, часткове поглинання; рентгенівський надлишок у м'якому діапазоні (< 2 кеВ); емісійні лінії (найважливіша з яких Fe K $_{\alpha}$ на енергії 6,4 кеВ); комптонівський горб у жорсткому рентгені тощо. На рис. 4.15 наведено типові компоненти спектра для сейфертівських галактик без поглинання.

4.5.1. Основний степеневий континуум та експоненціальний завал

Основне (або поширеніше — «внутрішнє») рентгенівське випромінювання на нескінченності від активного ядра галактики у першому наближенні зазвичай описується степеневим

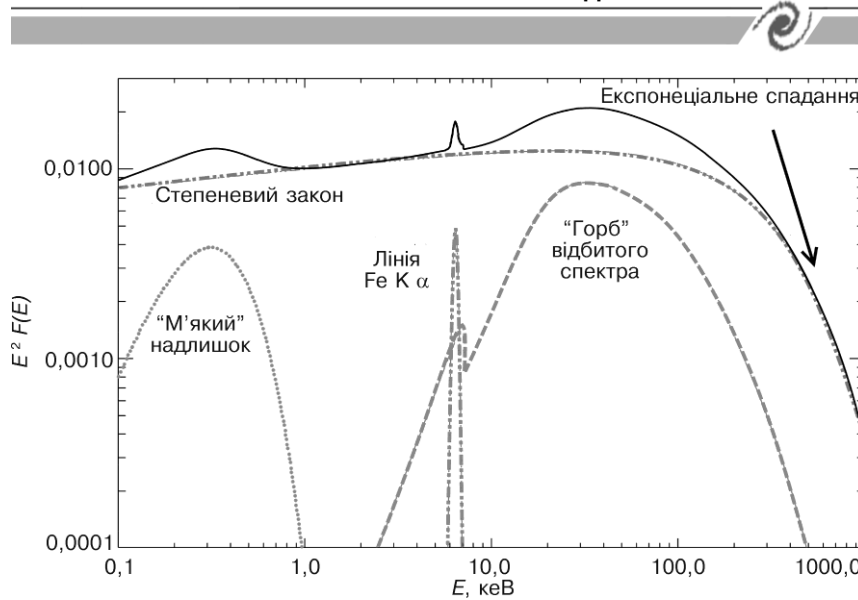


Рис. 4.15. Основні складові спектра активного ядра галактик без поглинання

законом з обрізанням на високих енергіях. Відповідальними за цей континуум вважаються високоенергетичні фотони, які виникли внаслідок оберненого комптонівського розсіювання УФ- та оптичних теплових фотонів акреційного диска на електронах корони.

Опис степеневим законом є актуальним у типовому діапазоні від $\sim 1\text{--}2$ кеВ до сотень кілоелектрон-вольтів. Значення показника степеня Γ (у рентгенівській астрономії «фотонний індекс» Γ) входить до формули потоку випромінювання — $N(E) \propto E^{-\Gamma}$, він пов'язаний з α як $\alpha = \Gamma - 1$ і змінюється залежно від стану самого джерела та внаслідок того, що окрім степеневі компоненти спектр може містити ознаки поглинання, емісій в лініях тощо. Результати сучасних спостережень свідчать про широкий діапазон значень показника степеня Γ . Для радіотихих галактик типовим є діапазон $\approx 1,7\text{--}2,0$. Для типів Сейферт 1 та 2 показники степеня дещо розрізняються — відповідно $\sim 1,8$ та $\sim 1,9$. При цьому є дані, які вказують на пологіший спектр галактик Сейферт 2 — $\Gamma \approx 1,6\text{--}1,7$. Для радіогучних галактик $\Gamma \approx 1,4\text{--}2,2$. Початкове (без впливу інших спектральних компонентів) значення Γ визначається характеристиками корони та вхідних фотонів акреційного диска, але якщо його залежність від оптичної

товщини та температури електронів можна виразити певною аналітичною залежністю, то точний зв'язок, наприклад, зі світністю, темпом і станом акреції досі точно не визначено.

Не так давно завдяки здебільшого результатам спочатку спостережень супутником Верро-SAX, а згодом INTEGRAL, вдалося чітко встановити присутність експоненціального спадання спектра на широкому діапазоні енергій $\sim 80\text{--}300$ кеВ і більше. Це узгоджується з поширеною думкою про те, що степеневий спектр генерується короною акреційного диска, температура якої коливається в діапазоні від десятків до сотень кілоелектрон-вольтів, причому її експоненціальне спадання зумовлене енергетичним розподілом електронів корони.

4.5.2. Поглинання X-випромінювання

Поглинання випромінювання в рентгенівському діапазоні відбувається внаслідок двох процесів: фотоелектричного поглинання та комптонівського розсіювання (вільно-вільні переходи). Останній відносять до категорії «поглинання» як основного процесу, який «відбирає» енергію у фотонів у випадку великих стовпчикових густин. Обидва процеси відіграють визначальну роль у формуванні спостережного спектра АЯГ, тому їх потрібно обов'язково враховувати під час спектрального моделювання.

Значення фотоелектричного перерізу розсіювання суттєво змінюється залежно від енергії і це можна виразити такою формулою:

$$\sigma_{ph}(E) = (C_0 + C_1 E + C_2 E^2) E^{-3} \cdot 10^{-24} \text{ см}^{-2}. \quad (4.20)$$

Тут C — сталі. Комптонівське розсіювання визначається перерізом Клейна—Нішини σ_{KN} , яке для рентгенівського діапазону дорівнює томпсонівському і не залежить від енергії на проміжку до $\sim 20\text{--}30$ кеВ. Вище за цю енергію σ_{KN} починає швидко зменшуватись порівняно з томпсонівським. Комптонівське розсіювання стає великим за значення поглинання понад $\sigma_T^{-1} \approx 10^{24} \text{ см}^{-2}$, тому джерела з $N_H \geq 10^{24} \text{ см}^{-2}$ називаються комптон-товстими і навпаки. Для енергій нижче ніж сотні кілоелектрон-вольтів наведених розсіювань можна записати так:

$$M(E) = e^{-\sigma_{ph}(E)N_H} \cdot e^{-\sigma_T N_H}. \quad (4.21)$$

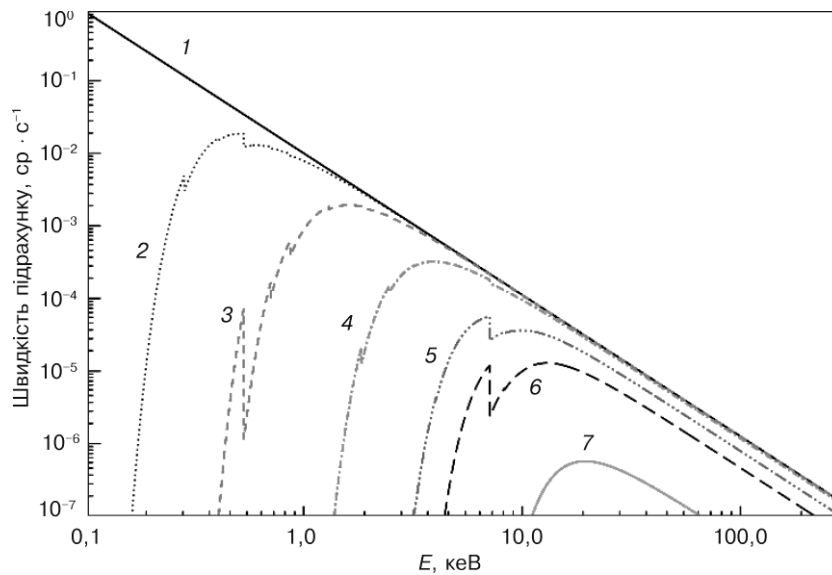


Рис. 4.16. Спостережний ефект поглинання для початкового степеневого спектра з фотонним індексом $\Gamma = 1,95$ при $N_{\text{H}}, \text{см}^{-2}$:

1 — 0; 2 — 10^{21} ; 3 — 10^{22} ; 4 — 10^{23} ; 5 — $7 \cdot 10^{23}$; 6 — $1,5 \cdot 10^{24}$; 7 — $5 \cdot 10^{24}$

На рис. 4.16 подано результати ефекту для початкового випромінювання з $\Gamma = 1,95$ для різних величин стовпчикowego поглинання N_{H} . Для $N_{\text{H}} = 1,5 \cdot 10^{24} \text{ см}^{-2}$ до енергії $\sim 20 \text{ кеВ}$ лише $\approx 18 \%$ потоку втрачається через фотоелектричне поглинання, але через комптонівське розсіювання втрачається $\approx 30 \%$.

Середовище поглинання може бути не лише нейтральним, а й іонізованим. Нагадаємо, що таке поглинання у рентгенівській астрономії називають «теплим поглинанням» (warm absorber). Особливістю цього поглинання є те, що воно відбувається на іонах елементів, важчих за водень та гелій, адже у випадках сильного опромінювання потоком з енергією $\geq 13,6 \text{ еВ}$ водень іонізується, а за збільшення до $54,4 \text{ еВ}$ і гелій також (повністю). Отже, ефекти поглинання забезпечують лише іони «металів», що теж зумовлює зменшення сумарного фотоелектричного перерізу. В разі дуже великої іонізації цей переріз прямує до нуля. На рис 4.17 показано зміну спектра при $N_{\text{H}} = 10^{23} \text{ см}^{-2}$ та різних станах іонізації.

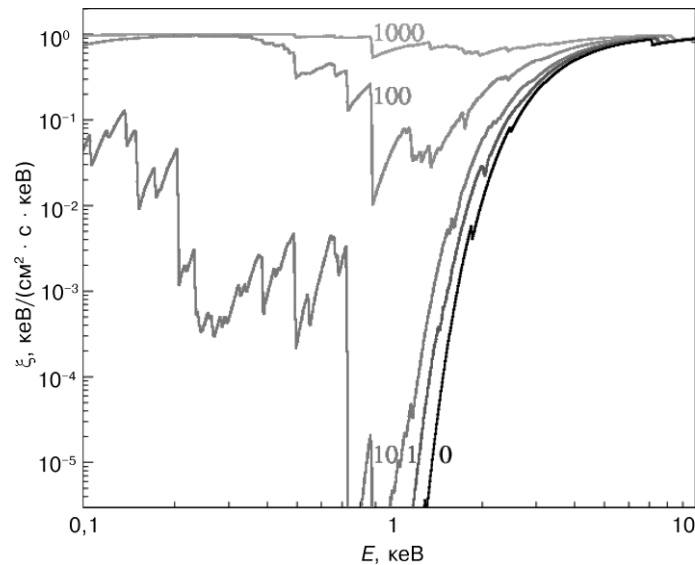


Рис. 4.17. Вплив іонізованого поглинання за різних ступенів іонізації ξ за початкового степеневого випромінювання з $\Gamma = 2$

Об'єктами, які відповідають за поглинання, є здебільшого пилові смуги материнської галактики АЯГ, області зореутворення, а також хмари областей широких ліній та газопиловий тор. Для АЯГ типу Сейферт 1 актуальним є все, окрім газопилового тора та пилових смуг галактики. Згідно з уніфікованою моделлю поглинання у типу Сейферт 2 асоціюють переважно з навколоядерним газопиловим тором, який перетинає промінь зору спостерігача. Відомо, що структура тора, найімовірніше, не може бути суцільною, а під впливом різних чинників формуватиметься набір окремих хмар. Спостережні ознаки клампуватості тора найперше відомі з результатів ІЧ-досліджень та довгоперіодичної змінності джерела з одночасною суттєвою зміною величини N_H . Одним із головних проявів складної структури газопилового тора в рентгенівському діапазоні є особливості спостережуваного спектра відбивання.



4.5.3. Спектр відбивання

Спектр відбивання є одним із важливіших компонентів рентгенівського діапазону, оскільки саме в ньому міститься інформація про безпосередній стан акреційного диска та/або характеристики газопилового тора. Базову фізику рентгенівського відбиття можна уявити, розглядаючи наступну спрощену фізичну картину. Жорстке випромінювання континууму за степеневим законом опромінює нескінченну площину холодного газу, який є оптично товстим ($\tau \geq 1$). Потім це випромінювання може або розсіятися через прямий комптонівський процес на вільних та зв'язаних електронах, або фотоелектрично поглинутися з подальшим перевипромінюванням у вигляді флуоресцентних ліній, або дисоціювати через каскади оже-електронів.

На рис. 4.18 показано чисельне моделювання такого спектра з урахуванням усіх розглядуваних процесів.

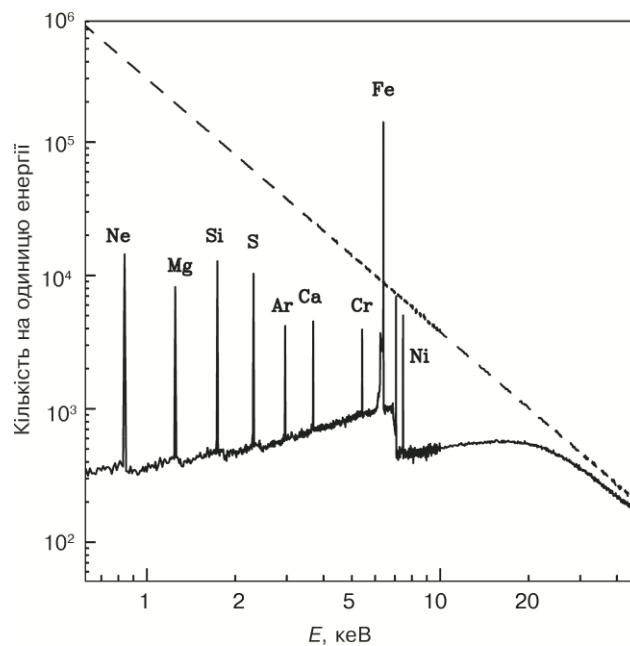


Рис. 4.18. Модель відбитого від плоскої поверхні рентгенівського спектра. Штрихова лінія — континуум первинного випромінювання

Як зазначалося, фотоелектричне поглинання є значним до енергії порядку ~ 10 кеВ, а потім різко зменшується, адже залежить від енергії як E^{-3} , тоді як переріз розсіювання Клейна—Нішини є суттєвим ще до ~ 200 кеВ (у випадку стовпчикової густини $\geq 10^{24}$ см $^{-2}$). З огляду на те, що фотони з енергією вище ніж ~ 200 кеВ ефективно втрачають енергію через пряме комптонівське розсіювання, спектр відбивання включає в себе в комптонівський горб (Compton hump). Він чітко проявляється на енергіях 20—50 кеВ.

Але така картина є сильно спрощеною, як мінімум у припущенні наявності лише холодного матеріалу в диску, оскільки природно очікувати, що поверхневий шар диска внаслідок опромінювання короною набуватиме певного ступеня іонізації. Для його характеристики вводять параметр іонізації¹

$$\xi(r) = \frac{4\pi F_X(r)}{n(r)}. \quad (4.22)$$

Тут F_X — рентгенівський потік від одиниці площі на радіусі r , n — супутня електронна концентрація. У наближенні фіксованої густини розрахунок поведінки інтенсивності та форми спектра відбивання від зміни ξ подано на рис. 4.19.

Найголовнішою зміною в разі врахування наявності іонізації матерії є те, що на низьких енергіях внаслідок зменшення непрозорості внесок відбивання (і континуум, і лінії) у спостережуваний спектр зростає. У випадку сильної іонізації ($\xi \geq 5000$ ерг · см/с) атоми є повністю іонізованими і лінії у спектрі не спостерігаються.

4.5.4. Емісійна лінія заліза FeK

Флуоресцентна лінія заліза Fe K_α є найсильнішою емісійною лінією в рентгенівському спектрі та однією з ознак присутності спектра відбивання.

Емісійна лінія заліза Fe K_α виникає у випадку, коли один з двох електронів K -оболонки (тобто $n = 1$) атома чи іона заліза відривається внаслідок фотоелектричного поглинання рентгенівських квантів. Поріг поглинання для атома заліза відповідає енер-

¹ Цей параметр та параметр іонізації U , введений раніше, мають однакову сутність, але ξ історично використовують для рентгенівського діапазону.

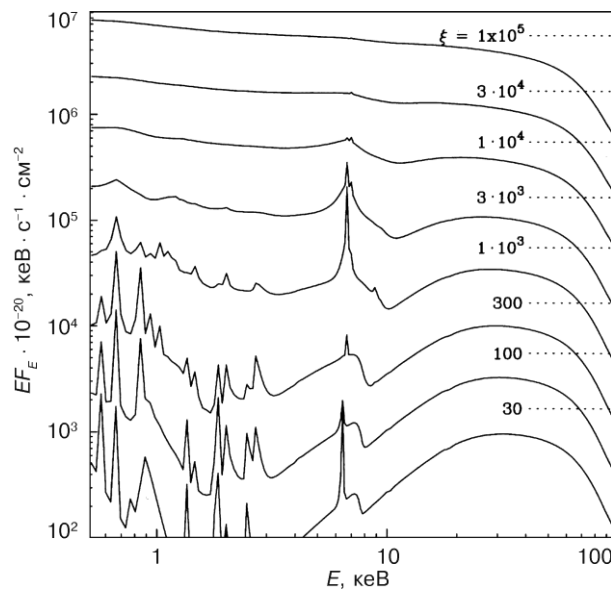


Рис. 4.19. Моделювання рентгенівського спектра відбивання від плоскої поверхні залежно від параметра іонізації ξ . Пунктиром показано відповідні рівні початкового опромінювального степеневого континууму з $\Gamma = 2$ для певного значення іонізації. Густина речовини приймається постійною $n_0 = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$

гії 7,1 кеВ (відомий також як Fe K edge). Після фотопоглинання, електрон L -оболонки (тобто $n = 2$) може впасти на K -оболонку, випустивши при цьому фотон лінії Fe K_α з енергією 6,4 кеВ з імовірністю 33 %. З огляду на надтонку структуру рівнів лінія Fe K_α насправді складається з двох близьких компонент 6,404 кеВ та 6,391 кеВ. Також можливе випромінювання лінії Fe K_β 7,06 кеВ (перехід з вищої M -оболонки), але цей процес є менш вірогідним порівняно з попереднім — відношення ймовірностей становить 7,4 : 1.

Зважаючи на значну величину флуоресцентного виходу ω для заліза (0,34), а також на досить високий вміст цього елемента у Всесвіті, природно очікувати порівняно сильного випромінювання описуваної лінії.

Енергія та інтенсивність лінії Fe K_α , як елемента спектра відбивання, залежить від ступеня іонізації речовини. Власна енергія лінії монотонно зростає зі зростанням іонізації внаслідок змен-

шення екранування зовнішніми електронами внутрішніх оболонок і відповідного збільшення енергії зв'язку між останніми та ядром атому. У діапазоні від нейтрального заліза Fe I до Fe XVII енергія лінії становить 6,4 кеВ, для гелій-подібного Fe XXV — 6,7 кеВ, а для Fe XXVI — 6,97 кеВ.

Інтенсивність лінії зі зростанням іонізації спочатку зменшується внаслідок резонансного поглинання, далі зростає і досягає максимуму при $\xi \approx 1000\text{--}3500 \text{ ерг} \cdot \text{см} \cdot \text{с}^{-1}$, а потім зменшується до зникнення (рис. 4.19).

Перше теоретичне прогнозування щодо можливої реєстрації випромінювання лінії Fe K $_{\alpha}$ сейфертівських галактик подано в працях. Вперше проаналізовано спектр галактики MCG-6-30-15, отриманий супутником EXOSAT. У той час було повідомлено про реєстрацію цієї лінії ще в трьох галактиках — NGC 5548, NGC 5506 та NGC 3227. Наразі відомо вже сотні АЯГ з емісійною лінією Fe K $_{\alpha}$.

У спостережних спектрах лінія Fe K $_{\alpha}$ відслідковується у трьох проявах: вузька, широка та їх комбінація. Критерієм ширини лінії є параметр σ для гауссівського емісійного профілю. Ширина вузької лінії зазвичай знаходиться в діапазоні сотень кілометрів за секунду і досягає орієнтовно $\sim 1000 \text{ км/с}$. Це типова лінія для більшості АЯГ. Її ширина відповідає BLR- і NLR-лініям в УФ- та оптичному діапазонах. Такі лінії часто не відслідковують зміну континууму протягом інтервалів часу аж до декількох днів. Це означає, що вони генеруються у регіонах, віддалених від центру акреційного диска, які зазвичай асоціюються з газопиловим тором чи зовнішніми частинами акреційного диска.

Найцікавішим випадком є реєстрація широких ліній заліза (еквівалентні швидкості від кількох тисяч кілометрів за секунду до $\sim 50\,000 \text{ км/с}$), які згідно з сучасними уявленнями утворюються у внутрішніх частинах акреційного диска. Особливим є випадок, коли форма лінії описується несиметричним профілем. Він виникає внаслідок сумарної дії різних чинників: доплерівське зміщення (поздовжній ефект) та гравітаційне зміщення («почервоніння») викривлюють профіль лінії так, що вона стає подібною на два роги, її центроїд зміщується з 6,4 кеВ до $\sim 6,1\text{--}6,2 \text{ кеВ}$, а ефект відносного підсилення випромінювання до вищих частот за субрелятивістського руху матерії зумовлює інтенсивніше порівняно з «червоним» «синє» крило лінії (рис. 4.20). «Червоне» крило стає широким та пологим і за кутів нахилу, близьких до 90° , його вже важко «відділити» від континууму спек-

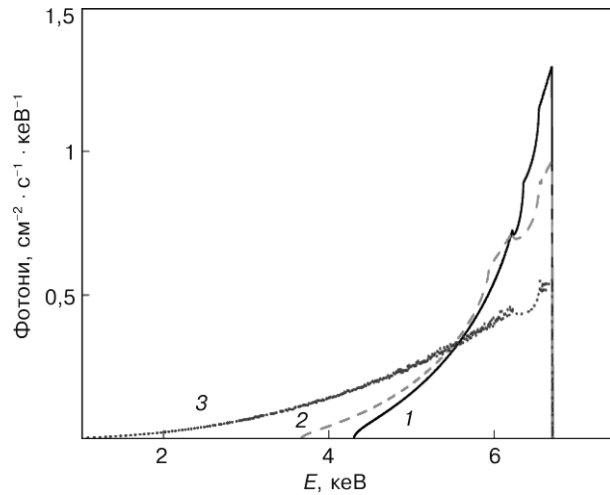


Рис. 4.20. Порівняння профілів релятивістської лінії заліза Fe K_α від акреційного диска навколо шварцшильдівської НМЧД (2) та керівської НМЧД з максимальним спіном різного знака (1, 3):

1 — $a = -0,998$; 2 — $a = 0$; 3 — $a = 0,998$

тра. Форма та співвідношення між «синім» та «червоним» піками істотно залежить від спіну НМЧД — для керівської ЧД лінія заліза є найбільш уширеною. Лінії з таким профілем виникають під час їх випромінювання центральними частинами акреційних дисків, дуже близько до НМЧД (в діапазоні від радіуса останньої стабільної кругової орбіти до $\sim 20\text{—}30$ гравітаційних радіусів), тому вони є потужним інструментом для дослідження внутрішніх частин акреційного диска та характеристик НМЧД. Форма лінії суттєво залежить від значення та напрямку спіну чорної діри. Зауважимо, що спостережні прояви таких релятивістських профілів є винятковим явищем.

Перша галактика, де чітко виявлено широку лінію з несиметричним профілем, — MCG-6-30-15 за спостереженням супутника ASCA. Згодом її було досліджено іншими супутниками, такими як ВерроSAX, Chandra та ХММ-Newton. Усі місії підтвердили наявність такої релятивістської лінії заліза, причому результати детального аналізу дали змогу відкинути будь-які інші альтернативні сценарії. Нині результатом роботи супутників ХММ-Newton, Suzaku та Chandra стало виявлення достатньо великої кількості АЯГ із ознаками релятивістських ліній, але інтенсив-

ність лише, можливо, трохи більше десятка з них надійно описуються таким профілем. Найвідомішими галактиками при цьому є MCG-6-30-15, NGC 4151, 1H 0707-495, NGC 2992 і NGC 1365. Хоча теоретично релятивістські профілі ліній повинні мати багато АЯГ (насамперед, галактики типу Сейферт 1 з огляду на очікуване безпосередньо спостережуване випромінювання від акреційного диска), насправді їх дуже важко виявляти через, наприклад, іонізацію диска, його нахил відносно спостерігача, а також недостатню чутливість і спектральну роздільну здатність наявних рентгенівських телескопів.

4.6. Подвійні системи надмасивних чорних дір та активні ядра галактик

Подвійні системи з НМЧД можуть виникати через зіткнення та подальше злиття галактик. Події зіткнення галактик інколи можуть руйнівним чином впливати на галактики, що зливаються, утворюючи нову систему. Ці масштабні події сприяють зростанню темпу зореутворення (якщо є відповідна кількість газу хоча б в одній з галактик), а також потенційній активності НМЧД у кожному з ядер (такі об'єкти називають *double AGN* — DAGN) або в єдиному новоутвореному ядрі. Вивчення зв'язку активності ядер з подвійними НМЧД (далі — пНМЧД) та пошук цих систем у сучасну епоху є дуже перспективним та новим напрямом в астрофізиці здебільшого внаслідок підвищення чутливості та просторової роздільної здатності радіо-, рентгенівських та оптичних телескопів, також розвитку комп'ютерного моделювання.

Прямих спостережних свідчень про подвійність АЯГ дуже мало — лише для кількох галактик. Кількість основних кандидатів у такі системи ґрунтується на непрямих свідченнях: через поведінку кривих блиску, про змінності в спектральних характеристиках, незвичні форми емісійних ліній або їхнє подвоєння (наприклад, широких ліній області BLR).

На 2017 р. прямі спостереження подвійних систем з НМЧД виконано лише для дещо понад 10 об'єктів. У серпні 2019 (Gábányi K.Й. et al., 2019) було оголошено про перше надійне отождоження джерела SDSS J084905.51+111447.2 із потрійним активним ядром на стадії пізнього злиття (рис. 4.21). Такі альтер-

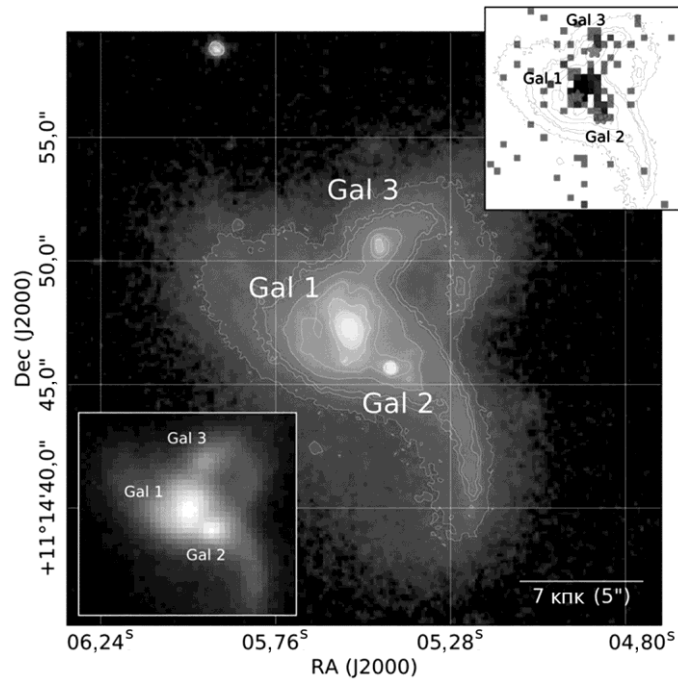


Рис. 4.21. Потрійна система SDSS J0849+1114. Основне зображення отримане Космічним телескопом Габбла камерою WFC3 у фільтрі F105W (вставка знизу — зображення з огляду SDSS, вставка зверху — рентгенівське зображення, отримане космічною обсерваторією Чандра в діапазоні 0,3—8 кеВ (контури яскравості із зображення, отриманого Космічним телескопом Габбла) (Pfeifle R. W. et al., 2019)

нативні пояснення, як активне зореутворення, випромінювання газу внаслідок ударних хвиль або фотоіонізацією від меншої кількості компонентів даного ядра є такими, що не можуть досконало описати спостережені дані. Найвідоміші кандидати в пари (та навіть потрійні!) активних НМЧД, на середину 2019 р. подано у табл. 4.1. Як бачимо, пНМЧД з високою надійністю відкриття переважно є широкими парами, а кандидати — навпаки. Іншими словами, чітко відстежується інструментальне обмеження пошуку та виявлення таких об'єктів.

Таблиця 4.1. Кандидати в пари активних НМЧД

Назва	Первинна ознака
Підтверджені подвійні системи НМЧД прямими	
3C 75	Радіо/рентгенівське зображення
NGC 6240	Оптичне/рентгенівське зображення
B3 0402+379	Радіозображення
SDSS 1254+0846	Оптичне/рентгенівське зображення
Mrk 533	Радіозображення
Mrk 266	Оптичне зображення
LBQS 0103-2753	Оптичне зображення
NGC 3758	Оптичне/рентгенівське зображення
Mrk 463	Рентгенівське зображення
SDSS J110851.04+065901.4	ІЧ/оптичне зображення
SDSS J114642.47+511029.6	ІЧ/оптичне зображення
SDSS J133226.34+060627.4	ІЧ/оптичне зображення
LEDA 90439	Оптичне/рентгенівське зображення
SDSS J084135+010156	Оптичне/рентгенівське зображення
Кандидати у подвійні	
OJ 287	Поведінка кривої блиску, спектральні характеристики
COSMOS J100043+020637*	Оптичне/рентгенівське зображення
SDSS J153636.221+044127.0	Оптичний спектр має ознаки присутності двох BLR
PG 1302-102	Поведінка кривої блиску
2MASXJ12032061+1319316	Радіозображення, присутність подвійних піків ліній [OII], [OIII], [NII], H α
SDSS J09527.62+255257.2	Оптичне зображення/присутність подвійного піку лінії [OIII]
NGC 3393**	Рентгенівське зображення
SDSS J113126.08-020459.2	Оптичне зображення
CXOXB J142607.6+353351	Оптичне зображення/подвійна NLR
NGC 4151	Поведінка кривої блиску
Підтверджені потрійні системи НМЧД прямими	
SDSS J084905+111447	Радіо/оптичне/рентгенівське зображення
Кандидати у потрійні	
SDSS J1056+5516	Оптичне/радіо зображення
SDSS 130653.60+073518.1	Оптичне/рентгенівське зображення
SDSS J150243.091111557.3	Радіо/оптичні зображення, велика яскравісна т-ра

* Або одна НМЧД з масою $\sim 6,5 \cdot 10^7$ мас Сонця, яка є результатом злиття двох** Була розділена на два ядра у спостереженнях рентгенівської обсерваторії не показують подвійність ядра в межах $\sim 0,2''$. Альтернативне пояснення — одне радіоджетами. Про можливу пНМЧД свідчить S-подібна форма extended-NLR в

M1 (маси Сонця)	M2 (маси Сонця)	Розрізнення, пк	Період обер- тання, роки
спостереженнями або іншими методами			
?	?	~6400	~10 ⁸
$8,7 \pm 0,31 \cdot 10^8$	~10 ⁸	~700	?
~7 · 10 ⁸	~10 ⁸	7,3	~1,5 · 10 ⁵
~10 ^{8,46}	~10 ^{7,8}	~15 400	?
Сумарна маса ~3,6 · 10 ⁷		0,35	?
~2,3 · 10 ⁸	~2,6 · 10 ⁸	~6000	?
~10 ^{8,92}	~10 ^{8,7}	~2300	?
$10^{7,05 \pm 0,30}$	?	~3400	?
~5,5 · 10 ⁷	?	~2890	?
~10 ^{8,05}	~10 ^{8,31}	~2470	?
~10 ^{7,8}	~10 ^{7,96}	~6320	?
~10 ^{8,3}	~10 ^{8,14}	~5160	?
~10 ^{10,4}	~10 ¹⁰	~8700	?
~10 ^{10,5}	?	~7900	?
системи НМЧД			
$(1,83 \pm 0,01) \cdot 10^{10}$	$(1,5 \pm 0,1) \cdot 10^8$	~0,065 (велика піввісь)	11,65—12,07
~4,5 · 10 ⁶	~2,1 · 10 ⁶	2460 ± 20	?
~10 ^{7,3}	~10 ^{8,9}	~0,1	~100
~10 ^{8,5}	~10 ^{8,5}	≤0,1	~4
~8 · 10 ⁸	~7 · 10 ⁸	~0,02	?
Сумарна маса ~10 ^{8,4}		4850 ± 240	?
>8 · 10 ⁵	>10 ⁶	~150	?
~10 ^{7,91}	?	~1960	?
Сумарна маса ~1,2 · 10 ⁷		~5500	?
~4,4 · 10 ⁷	~1,2 · 10 ⁷	~0,01	15,62 ± 0,82
спостереженнями або іншими методами			
0,46—2,9 · 10 ⁹ ; ~1,3 · 10 ⁷ ; ~2,5 · 10 ⁷		3400 (пара 1-2), 5300 (пара 1-3), 7300 (пара 2-3)	?
системи НМЧД			
~2,8 · 10 ⁸ ; ~2,4 · 10 ⁷ ; ~2,4 · 10 ⁷		~10000	?
~10 ^{10,25} , ?		~4000; ~7400	?
10 ^{8,06 ± 0,24} , ~10 ⁸ , ~10 ⁸		~7400; ~138	?

менших чорних дір і яка «вилітає» з галактики.

Чандра, але подальші спостереження у жорсткому рентгені, ІЧ, радіо та оптиці ядро з НМЧД масою $(3,1 \pm 0,2) \cdot 10^7$, великим внутрішнім поглинанням та двома оптиці.

4.6.1. Пік світності АЯГ з подвійною системою НМЧД

Випромінювальну потужність подвійної активної системи НМЧД дуже спрощено можна охарактеризувати поняттям величини піка світності активності ядра (Lobanov A.P., 2005(a)). Ця величина дає змогу отримати оцінку світності пНМЧД порівняно з іншими АЯГ з лише однієї активною НМЧД. Цей пік можна зв'язати з первинними параметрами системи пНМЧД, а саме з масовим співвідношенням та орбітальним розділом двох чорних дір у вигляді:

- зведеної маси $\tilde{M} = \frac{2M_2}{M_1 + M_2}$,
- зведеного радіуса $\tilde{R} = 1 - \frac{R_c}{r + R_c}$.

Тут M_2 та M_1 — маси НМЧД окремих ядер; r — поточна відстань між ядрами; R_c — відстань, з якої пара НМЧД починає гравітаційно взаємодіяти одна з одною. Коли $\tilde{R} \leq 1/2$, пара є гравітаційно зв'язаною, а коли $\tilde{R} > 1/2$ — пара ще не є гравітаційно зв'язаною. Використовуючи зведену масу та радіус, можна грубо визначити пік світності для активних ядер галактики (у припущенні, що швидкість акреції зростає пропорційно припливним силам, що діють на зорі та газ на масштабах, порівнянних з радіусом акреції, тобто $\sim 2GM_{SMBH} / \sigma_{stars\ or\ gas}^2$):

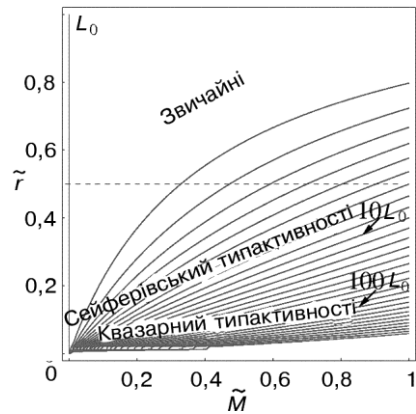
$$L_{\max} = L_0 \left[1 + \frac{\tilde{M}}{2 - \tilde{M}} \cdot \frac{\tilde{M}}{\tilde{R}^2} \right],$$

де L_0 — типова світність звичайного неактивного галактичного ядра.

Так знайдена $= L_{\max}$ фактично свідчить, наскільки АЯГ яскравіше порівняно з неактивним ядром, тому її також можна використовувати для оцінювання відносної кількості різних типів АЯГ і пошуку зв'язку між морфологічним типом галактики та тим, наскільки ядро є активним (у розумінні величини світності, присутності джетів тощо).

Результати оцінювання демонструють (див. рис. 4.22), що значення світності швидко зростає зі збільшенням $\tilde{M}$ та змен-

Рис. 4.22. Графіки пікової світності для зведених мас та радіуса (сині лінії — криві однакової світності з логарифмічним кроком 0,1 в одиницях L_0 ; штрихова лінія — рівень зведеного радіуса 0,5 (Lobanov A.P, 2005 (б))



шенням $\tilde{R}$ і досягає максимальної $L_{\max} = 1000L_0$ для однакових мас компонентів пари з $r \approx 0,03R_*$. Такі значення можуть відповідати потужним радіогучним квазарам, які розташовуються в еліптичних галактиках. На тій самій відстані за нерівного поділу мас між компонентами, наприклад, з $\tilde{M} \sim 0,15$ значення пікової світності буде набагато меншим — $L_{\max} = 10L_0$, що відповідає слабким АЯГ. Ця схема передбачає, що приблизно 70 % усіх галактик потрібно класифікувати як неактивні, частка слабких та сейфертівських типів АЯГ з $10\text{--}100L_0$ повинна становити $\sim 20\%$ населення галактик, а найпотужніші АЯГ з $L_{\max} > 100L_0$ охоплюватимуть лише $\sim 10\%$ галактик. Для найпотужніших активних пНМЧД з $L_{\max} \geq 1000L_0$ цей підхід передбачає наявність пари НМЧД з приблизно однаковою масою — за зменшення маси одного з компонентів пари, світність також зменшуватиметься.

4.6.2. Еволюція подвійної системи НМЧД

У п. 4.6.1 розглянуто лише активність систем пНМЧД без еволюційних чинників через спрощену картину з двома параметрами — зведеною масою $\tilde{M}$ та зведеним радіусом $\tilde{R}$. Але еволюція системи спочатку широкої пари НМЧД, а згодом системи пНМЧД, що гравітаційно взаємодіє, набагато складніша. На неї впливає чимало чинників, як от характеристики зорь (їх кількість, дисперсія швидкостей тощо), характеристики газопилового середовища галактики, взаємна орієнтація галактик у разі зіткнень тощо. Крім цього, на невеликих відстанях (кілька сотень гравітаційних радіусів) між чорними дірами починають бути суттєвими релятивістські ефекти теорії відносності (наприклад, втрата енергії через випромінювання гравітаційних хвиль).

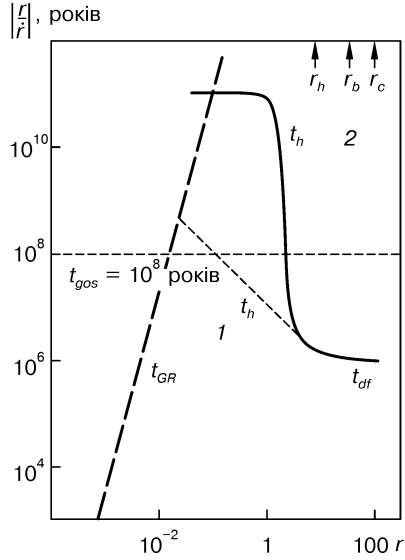


Рис. 4.23. Часові масштаби еволюції подвійної НМЧД. Динамічне тертя в новоутвореній галактиці діє протягом $t_{df} \sim 10^6$ років. У межах r_h еволюція буде продовжуватись до $t_h = (r_h/r)t_{df}$, якщо нехтувати зменшенням кількості зорь, котрі взаємодіють з подвійною системою НМЧД (крива 1 — «neglecting loss cone depletion»). Але якщо останнє врахувати, то це призводить до набагато більшого часу $t_h = 10^{11}$ років. Штрихова лінія відповідає орієнтовному часу за врахування взаємодії з газом $t_{gas} \sim 10^8$ років. За розділення в межах $1,3 \cdot 10^{-2} \cdot (t_{gas}/10^8 \text{ років})^{0,25}$ пк, основну роль починає відігравати гравітаційне випромінювання (t_{GR}) (Begelman M.C. et al., 1980)

З динамічної точки зору, не розглядаючи активність як таку, етапи утворення подвійної НМЧД у зоряному населенні без присутності газу (так звана *dry merging*) є такими (рис. 4.23). Перший етап — це ефективне та суттєве динамічне тертя із зоряними скупченнями та групами на початкових стадіях зіткнення галактик. Час релаксації при цьому визначається характеристичним динамічним часом $t_{gal} \sim 10^8$ років. Другий етап відбувається, коли друга НМЧД починає опускатися до центрального регіону за динамічний час

$$t_{df} = \frac{6 \cdot 10^6}{\log N} \left(\frac{v_c}{300 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}} \right) \left(\frac{r_c}{100 \text{ пк}} \right)^2 m_8^{-1} \text{ років},$$

де v_c — дисперсія швидкостей зорь центрального регіону, r_c — радіус ядра з кількістю зорь N , m_8 — маса меншої НМЧД в одиницях 10^8 мас Сонця. Цей час зазвичай менший за час проходження через ядро галактики, тому релаксація настає відносно швидко. На третьому етапі пара НМЧД починає гравітаційно взаємодіяти з відстані $R_{bound} \sim (M_8/Nm_*)^{1/3} r_c$ (M_8 — маса більшої НМЧД в одиницях 10^8 мас Сонця, m_* — зоряна маса ядра). Орбітальна швидкість пари спочатку є меншою за дисперсію швид-



костей зорь ядра на множник $(M/Nm_*)^{1/3}$. Надалі пара стає жорстко зв'язаною, починаючи з $r_h \propto (r/R_{bound})^{3/2} r_c$ (r — поточна відстань між НМЧД). Втрата енергії внаслідок взаємодії із зорями значно зменшується. Після досягнення відстані $r_h \sim (r/R_{bound})^3 r_c$ орбітальна швидкість зростає до v_c , і характерний час еволюції становить

$$t_h \sim t_{df} \max \left[\left(\frac{r_h}{r} \right) \ln N, \left(\frac{M}{Nm_*} \right)^2 N \right] \text{ років}.$$

У випадку наявності падаючого на чорні діри газу зі швидкістю 1 маси Сонця за рік життя подвійної системи надалі скорочується:

$$t_{gas} \sim 10^8 M_8 \left(\frac{\dot{M}}{1 M_\odot \text{ років}^{-1}} \right)^{-1} \text{ років}.$$

Ця фаза може спостережено проявлятися як одне або два активних ядра і тривати мільйони років. Уведення газової компоненти на будь-якому етапі може дуже сильно впливати на час зближення як у бік зменшення, так і в бік збільшення. Подальше зближення компонент призводить до значної втрати енергії через гравітаційне випромінювання, яке зменшує характерний час до

$$t_{GR} = 3 \cdot 10^5 \left(\frac{m}{M} \right)^{-1} M_8^{-3} (r / 0,003 \text{ пк})^4 \text{ років}.$$

Після цієї фази настає вже саме злиття об'єктів, унаслідок якого новоутворена НМЧД або залишиться в ядрі, або набуде великої швидкості й покине галактику.

4.6.3. Спостережні прояви еволюції активної подвійної системи НМЧД

Прояви активності кожної пари НМЧД на еволюційному шляху подвійної системи не є тривіальною задачею. Тип та стан акреції на певну НМЧД залежатиме від багатьох чинників, наприклад відстані між НМЧД, визначатиметься припливними збуреннями та кількістю падаючого газу на систему тощо. Базу-

ючись на результатах спостережень і розрахункових даних, у середині 2004 р. було запропоновано узагальнену схему розвитку та спостережного прояву систем пНМЧД (Lobanov A.P., 2005(в)). Ця схема з урахуванням післязлиттєвої фази складається з п'яти етапів.

1. *Рання стадія злиття.* Головною характеристикою цієї стадії є присутність акреційних дисків у кожної НМЧД. Часові та енергетичні характеристики проявів активності індивідуальні для кожного активного ядра окремо без безпосереднього впливу іншого компонента. Визначаються вони лише умовами навколишнього середовища. Очікувана потужність джерел перебуває на посередньому рівні, притаманному сейфертівським ядрам або радіогалактикам із невеликою світністю. Основні прояви активності характеризуються слабкими джетами парсекових або кілопарсекових розмірів (що включає в себе, можливо, більшість об'єктів типу FRI); слабкою емісією області широких ліній; можливою дуже слабкою амплітудою змінності (зокрема, на короткочасових масштабах) (рис. 4.24).

2. *Широка пара.* Після злиття ядер галактик їх НМЧД утворюють гравітаційно зв'язану систему з відстанню розділення 1—10 пк та початковою орбітальною швидкістю до ~ 100 км/с. Динамічне тертя зменшує відстань до 0,1—1 пк. Як наслідок менша НМЧД втрачає свій акреційний диск. Акреційний диск більшої НМЧД вирівнюється до площини обертання системи та викривлюється під впливом гравітації меншої НМЧД. Наслідкові збурення в русі зірок та газопилової компоненти в центрі галактики може призвести до збільшення кількості та темпу постачання матеріалу для системи НМЧД і, відповідно, до збільшення темпу акреції та світності, навіть до едінгтонівської межі. Основні прояви активності характеризуються сильними джетами парсекових розмірів; сильною емісією області широких ліній та вираженою змінністю на масштабах від 100 до 10 тис. діб. Ця стадія, може охоплювати більшість квазарів та радіоджерел типу FRII. http://images.nrao.edu/images/353x044_large_6in_med.jpg

3. *Тісна пара.* Зближення компонентів пари до відстані 0,01—1 пк призводить до того, що акреційний диск більшої НМЧД втрачає правильну форму або зовсім зникає. Через сильну турбуленцію матеріалу середовища виникає сильне теплове випромінювання оптичного та високоенергетичного діапазону енергій зі суттєвою змінністю на інтервалах ~ 10 —1000 діб. Внаслідок руй-

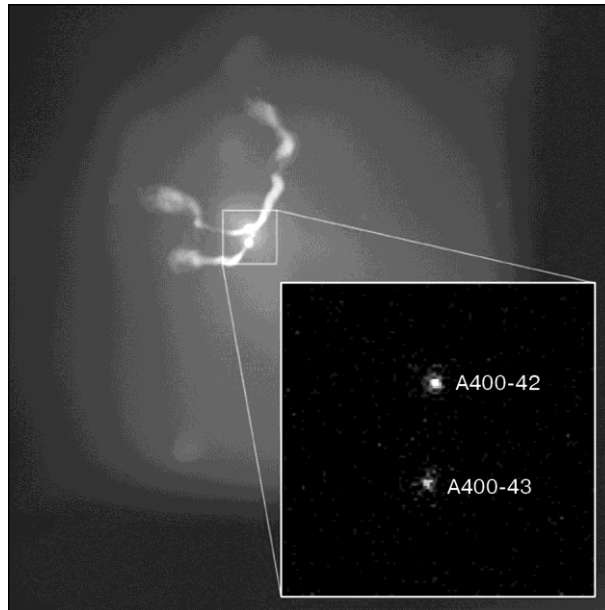


Рис. 4.24. Представник ранньої стадії злиття — подвійна галактика NGC 1128, яка в радіодіапазоні відома як 3C 75. Входить до складу скупчення Abell 400. Основне зображення — комбінація рентгенівського зображення (синій колір), отриманого рентгенівською обсерваторією Чандра, та радіозображення (рожевий), одержаного масивом радіотелескопів VLA на частоті 4,5 ГГц. На вставці — масштабоване зображення ядер у рентгенівському діапазоні. Кутова відстань між ядрами дорівнює $15''$, кутовий розмір сторони більшого зображення — $12'$ (Credit: NASA/CXC/AIfA/D.Hudson & T. Reiprich et al.; Radio: NRAO/VLA/NRL)

нування другого акреційного диска різко падає темп акреції, тому зникає джет та супровідне радіовипромінювання. Зменшується загальна світність. Це досить коротка стадія, яка триває $\leq 10^8$ років. АЯГ на цій стадії можуть ототожнюватись лише з частиною радіотихих квазарів, оскільки зникнення джетів може зумовлюватися й іншими чинниками (наприклад, сильним вітром від акреційного диска за слабкого джета). Однак за дуже великої різниці між масами пари НМЧД ($M_1/M_2 \geq 100$) акреційний диск для більшої з них не зникатиме, а за перетину його другим компонентом спостерігатимуться сплески випромінювання різного діапазону спектра (рис. 4.25).

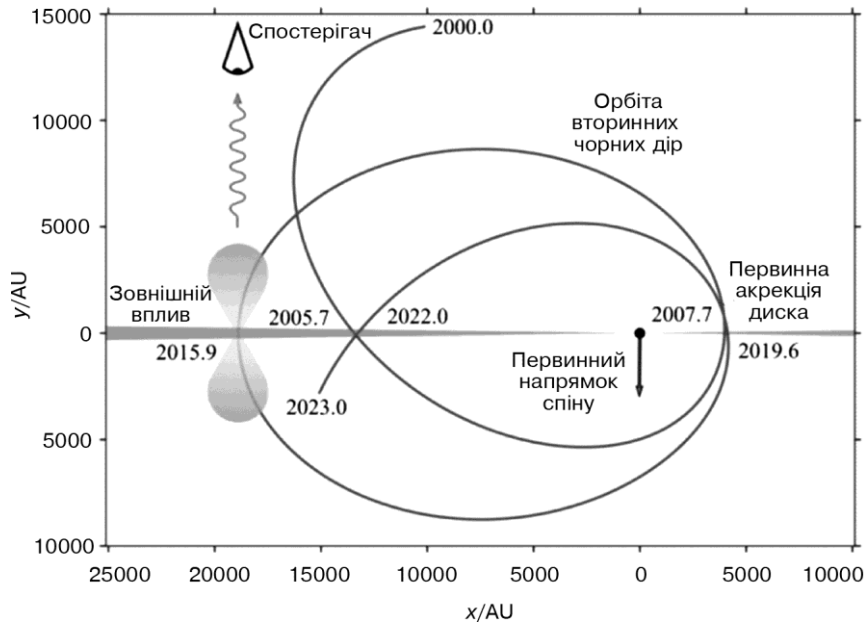


Рис. 4.25. Приклад нероздільної тісної пари — подвійна система OJ 287. Схематичне зображення орбіти другого компонента навколо першого (Valtonen M.J. et al., 2016)

4. *Передзлиттєва стадія.* Під час зближення компонентів пари до $\lesssim 0,01$ пк релятивістські ефекти починають відігравати визначальну роль. Випромінювання гравітаційних хвиль стає вирішальним еволюційним чинником. Можливе виникнення одного спільного акреційного диска. Випромінювання активного ядра характеризується змінністю на масштабах від 0,1 до 0,01 доби. Імовірна присутність «перезапущеного» джета парсекових розмірів. Стадія триває $\sim 10^8$ років.

5. *Постзлиттєва стадія.* Залежно від орбітальних характеристик і значень мас (особливо, у випадку великого співвідношення ≥ 10) новоутворена НМЧД може отримати направлений імпульс і розвинути швидкість до ~ 5000 км/с (так звана *recoil black hole*). Це спричинено анізотропією гравітаційного випромінювання, породжуваною різницею мас компонентів, а також знаком (відносною орієнтації) спіну та його величиною кожної з початкових НМЧД.



Основними спостережними *непрямими* характеристиками, які *можуть* свідчити про наявність системи подвійної НМЧД є такі:

а) подвійні емісійні лінії областей BLR або NLR, такі як [NII] $\lambda = 6584 \text{ \AA}$, [OII] $\lambda = 3727 \text{ \AA}$, [OIII] $\lambda = (4959 \text{ \AA}, 5007 \text{ \AA})$, H $_{\alpha}$, H $_{\beta}$ (наприклад, як у АЯГ SDSS J153636.221+044127.0) (рис. 4.26);

б) квазіперіодичні/періодичні зміни на коротких або довгих часових масштабах у кривій блиску континууму або в окремих лініях (наприклад, як в OJ 287, NGC 4151, PG 1302-102);

в) X- та/або S-, Z-подібна форма радіоджетів. Вважається однією з найсильніших непрямих (якщо просторово ядра не розділяються) ознак подвійного активного ядра або близької пари АЯГ.

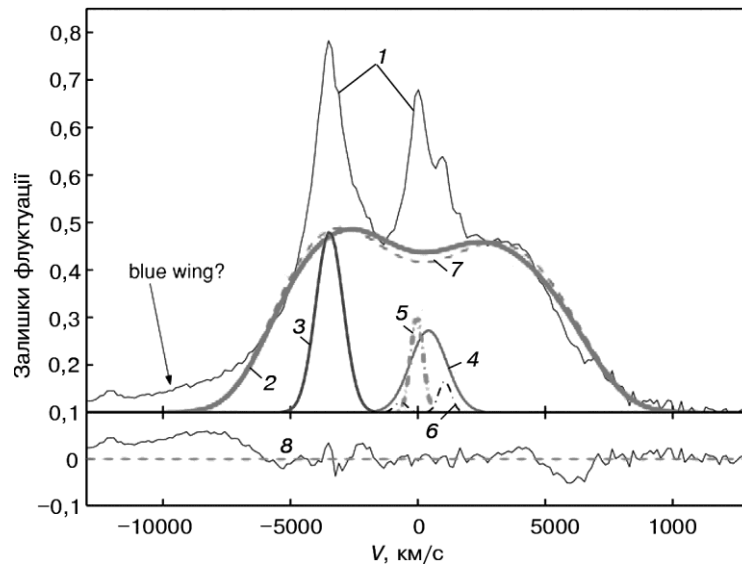


Рис. 4.26. Профіль емісійної лінії H $_{\alpha}$ у спектрі SDSS J1536+0441:

1 — спектр без континууму; 2 — апроксимація моделлю диска із зовнішнім радіусом $13000 R_g$; 3 — апроксимація гауссівським профілем синього піка; 4 — апроксимація гауссівським профілем центрального піка з видаленим вузьким компонентом лінії; 5 — апроксимація гауссівським профілем вузької лінії H $_{\alpha}$; 6 — апроксимація гауссівським профілем ліній [NII] $\lambda = (6548 \text{ \AA}, 6583 \text{ \AA})$; 7 — апроксимація моделлю диска із зовнішнім радіусом $8000 R_g$, але з таким самим внутрішнім радіусом та нахилом, що й 2; 8 — сумарне відхилення від апроксимацій (Tang S. and Grindlay J., 2009)

Низка Х-подібних радіоґалактик показують Z-симетричну морфологію ближче до свого ядра, в якій світність однієї з пар пелюсток (так звані вторинні пелюстки) є меншою (вони також часто є геометрично більшими). Цю структуру можна пояснити в рамках сценарію злиття двох ґалактик, в центрі кожної з яких є НМЧД (Liu F.K., 2004, Roberts H.D., 2015). У міру того, як менша ґалактика обертається навколо спільного центру, вона випускає джет через околиці більшої, також активної ґалактики, або навіть безпосередньо через середовище останньої. Тиск спротиву середовища цьому набігаючому викиду разом з обертанням його материнської ґалактики призводить до вигинання струменя в Z-подібну форму. Після злиття чорних дір джет від новоутвореної НМЧД буде поширюватись у новому напрямку внаслідок зміни орієнтації спіну відносно спіну попередньої активної НМЧД (так звана *Spin-flip-модель*). Залишки старого струменя та матеріал нового утворюють видиму Х-подібну структуру (рис. 4.27). Є гіпотеза, згідно з якою Х-форма виникає на стадії широкої пари пНМЧД, але кожний з компонентів ще зберігає власний акреційний диск і утворює свої джети (запропонована для 3C233.1 у (Lal D. V. and Rao P., 2005)). Наразі повністю не зрозуміло, як такі об'єкти можуть утворюватися, ймовірно вони дуже рідкісні.

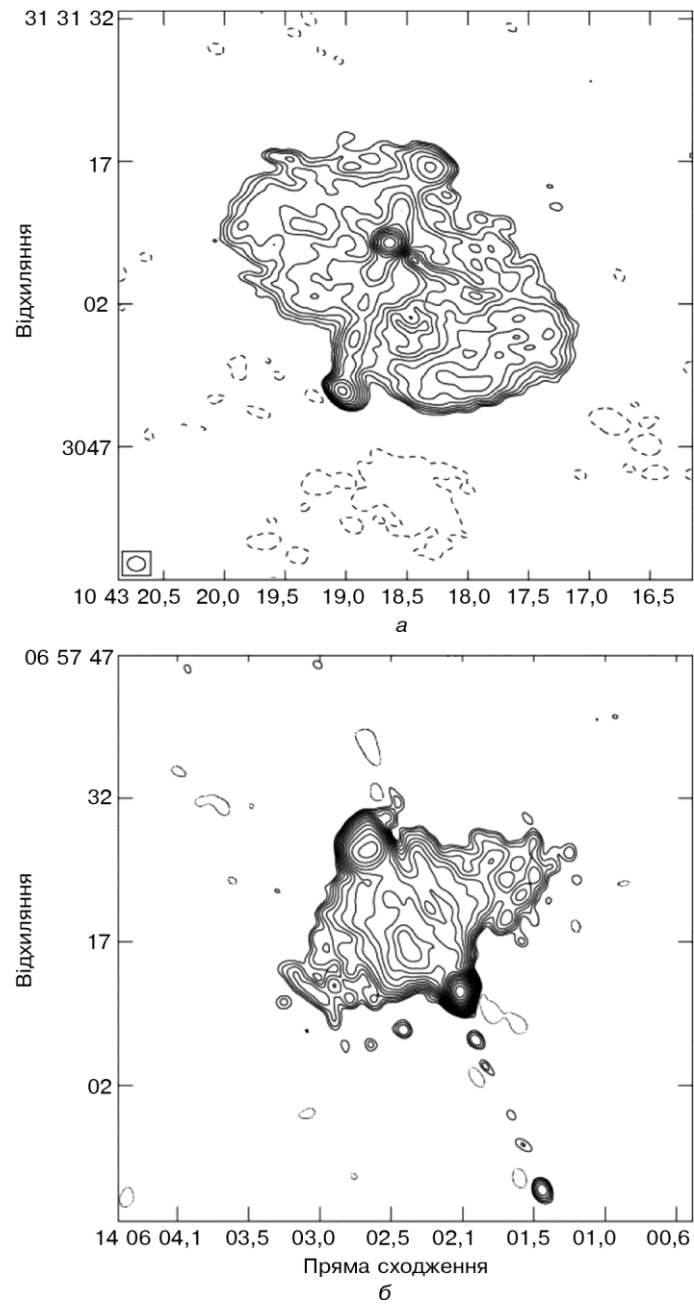
S-подібна форма може виникати, коли джет генерує лише одна НМЧД з пари, а вплив дуже близького другого компонента ($\sim 10^{-2}$ пк) спричинятиме прецесію осі цього джета (гіпотезу запропоновано для АЯГ 2MASX J12032061+131931 (Rubinur K. et al., 2017). Не включено до табл. 4.1).

Зауважимо, що такі структури (усі три) також можуть утворюватися прецесією викривлених акреційних дисків із особливостями взаємодії з неоднорідним за густиною навколишнім ґалактичним/міжґалактичним газом (наприклад, з середовищем гало ґалактики) або у випадку зворотного падіння речовини джета на ґалактику (так звана модель *backflow diversion*) (рис. 4.27);

На рис. 4.28 зображено Х-подібну гігантську радіоґалактику PKS 2014-55. З огляду на результати, отримані з цього спостереження (опубліковане в травні 2020 року), можна пояснити утво-

Рис. 4.27. Зображення двох радіоґалактик, отриманих масивом радіотелескопів VLA в L-діапазоні, котрі є кандидатами в «справжні» джерела, в яких Х-подібна структура створена переорієнтацією спіну:

a — J1043 + 3131 (контури від 0,3 мЯн/промінь до 44,6 мЯн/промінь); б — J1406 + 0657 (контури від 0,15 мЯн/промінь до 71,4 мЯн/промінь) (Roberts D.H. et al., 2015)



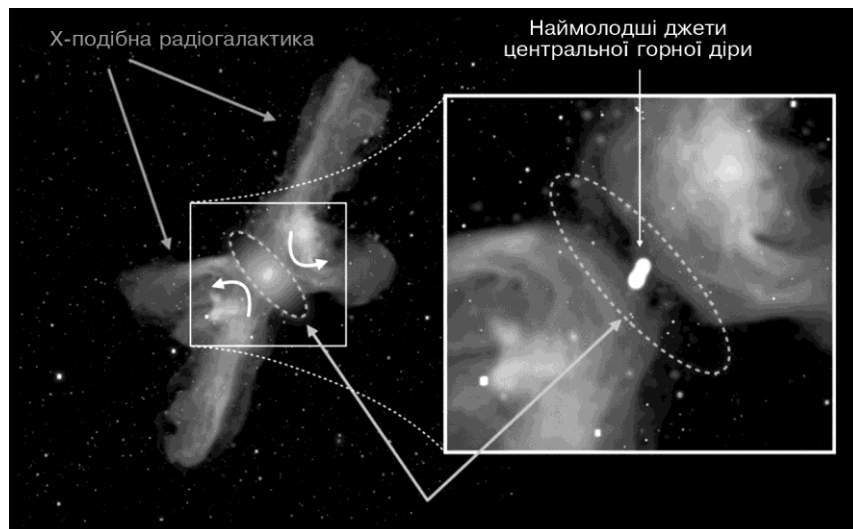


Рис. 4.28. Зображення Х-подібної гігантської радіоґалактики PKS 2014-55, отримане масивом радіотелескопів MeerKAT на частоті 1,28 ГГц з роздільною здатністю 7,4", яке охоплює потік у логарифмічній шкалі від 0,006 до 6 мЯн/промінь. Два широкі, великі утворення, подібні на бумеранги, — старі викиди, а два невеликих, але яскравих джети біля центру — молоді. Жовтою штриховою лінією (I) обведено область зорь та газу материнської галактики: вигнутими білими стрілками позначено напрямок зворотного потоку, який формує горизонтальні Х-подібні компоненти (Credit: UP; NRAO/AUI/NSF; SARAO; DES (Cotton W.D., 2020))

рення Х-подібної структури PKS 2014-55 як відхилення в бік зворотного потоку раніше викинутої речовини, який зіштовхується з речовиною пізніших викидів;

г) подвійна емісійна лінія Fe K_α з релятивістським профілем, утворюючись у центральних областях акреційного диска поблизу від НМЧД, стає широкою та асиметричною (див. підрозд. 4.1.6.4). Якщо кожна НМЧД пари матиме власний акреційний диск, що випромінюватиме релятивістську лінію Fe K_α , у сумарному рентгенівському спектрі подвійної системи буде спостерігатись складна картина накладення двох ліній Fe K_α (Yu Q., 2001). Їх форми, в першу чергу, будуть визначатися орієнтацією дисків відносно спостерігача та значеннями спінів відповідних НМЧД. Таким чином, остаточно підтвердити систему двох або більше активних НМЧД в єдиному ядрі чи в кількох близьких ядрах,



можна лише поєднуючи просторово розділені компоненти — джерела випромінювання, а також широкодіапазонною спектроскопією (в пріоритеті — з високою енергетичною роздільною здатністю) кожного з них окремо. Зазначимо, що під час проведення спектрального аналізу дуже важливим є визначення червоного зміщення кожного з компонентів, бо може мати місце випадок гравітаційного лінзування далекого АЯГ, наприклад квазару, ближчим активним ядром або випадок просто оптично подвійної системи (у разі випадкової близької проекції на небо на промені зору).

ГАЛАКТИКИ З НАДЛИШКАМИ ВИПРОМІНЮВАННЯ В СПЕКТРАЛЬНИХ ДІАПАЗОНАХ ТА З ІНШИМИ ФІЗИЧНИМИ ОСОБЛИВОСТЯМИ

5.1. Галактики з надлишками випромінювання в УФ-діапазоні

До галактик із високою інтенсивністю випромінювання в ультрафіолетовому діапазоні належать галактики Аро, Маркаряна, сейфертівські галактики, блакитні компактні карликові галактики. Майже всі галактики з УФ-надлишком входять до складу пар і груп галактик, а також, як і вони, майже відсутні у великих скупченнях галактик.

За морфологічним типом галактики з надлишками випромінювання в УФ-діапазоні не вкладаються в класичні класифікації нормальних галактик за Габблом, де Вокулером та в інші класифікації, створені на базі морфологічних властивостей галактик в оптичному діапазоні (книга 1, розд. 2).

5.1.1. Блакитні галактики Аро

Мексиканський астроном Г. Аро в 1956 р. (Haro, 1956) склав список із 44 яскравих галактик з надлишком в УФ- та синьому оптичному діапазонах, використовуючи 0,7-метрову камеру Шмідта обсерваторії «Тонанцінтла». Він застосовував потрібну експозицію з різними фільтрами на одній фотопластинці так, що відразу можна було порівнювати зображення всіх об'єктів у трьох кольорах. Пізніше було встановлено, що в спектрі приблизно 30 цих галактик є яскраві емісійні лінії. Оскільки на той час у галактиках Аро не було виявлено ознак поляризації й нетеплового ви-

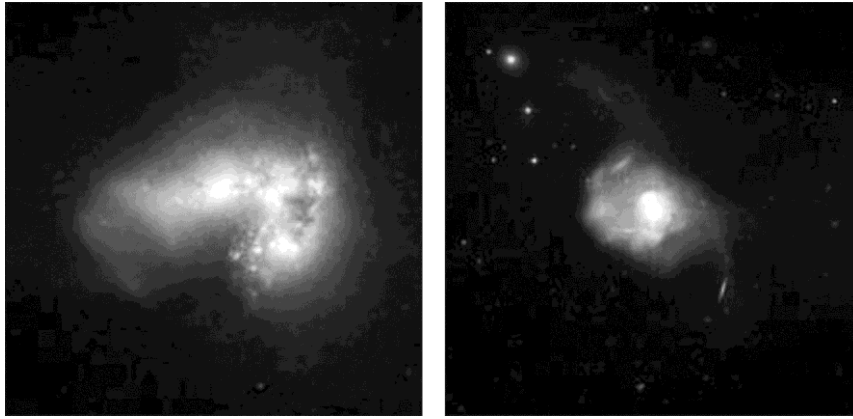


Рис. 5.1. Галактика Аро 11 (галактика мініАнтенa, що знаходиться на відстані 300 млн св. років. Чітко видно велику кількість блакитних областей активного зореутворення. Знімок з Космічного телескопа Габбла¹

Рис. 5.2. Галактика Маркарян 231, що знаходиться на відстані 600 млн св. років. Її яскраве ядро, ймовірно, містить подвійну систему НМЧД. Знімок з Космічного телескопа Габбла

промінювання (Hiltner & Iriarte, 1958), «блакитність» пояснювали емісійними лініями в спектрі, які походять від гарячих зорь. Це дало змогу Воронцову-Вельямінову класифікувати їх за властивостями:

1) спіральні та неправильні галактики високої світності, в яких яскраві лінії високого збудження зумовлені наявністю величезних областей газу поза ядром галактики, тобто іонізація випромінювання виникає завдяки гарячим зорям-гігантам;

2) яскраві карликові галактики з великою світністю ядерної області, тобто на відміну від великих галактик із гарячими ядерними областями розмір пласкої складової в них є меншим; серед зорь-гігантів переважає спектральний клас А.

Абсолютні світності галактик Аро (рис. 5.1) становлять від -15^m до -21^m , розміри D — 3—16 кпк, внутрішні розміри d яскравої частини — 0,9—3,5 кпк, середні поверхневі яскравості на

¹ Based on observations made with the NASA/ESA Hubble Space Telescope, and obtained from the Hubble Legacy Archive, which is a collaboration between the Space Telescope Science Institute (STScI/NASA), the Space Telescope European Coordinating Facility (ST-ECF/ESA) and the Canadian Astronomy Data Centre (CADC/NRC/CSA).

Таблиця 5.1. Характеристики окремих галактик Аро

Аро	NGC	MCG	m_{ph}	Тип	V_{r3} км/с	d , пк	D , пк	M_{ph}	μ
1	2415	6-16-21	13,5	(N)	3789	—	7700	-19,4	21,6
14	244	-3-3-3	13	N*, Har	1021	1500	2700	-17,0	20,4
26	3510	5-26-10	12,8	L; 1 lwa, 1 lc	671	1500	7700	-16,3	22,7

квадратну секунду μ — 20,4—22,7, тобто ці значення на відміну від розмірів і світності є досить однорідними і помірними, але меншими, ніж поверхнева яскравість звичайних ядер. У табл. 5.1 подано характеристики окремих галактик Аро за даними каталогу MCG та бази даних NED.

5.1.2. Галактики Маркаряна

У 1963 р. Б. Маркарян опублікував результати перших спостережень 41 пекулярної галактики, для ядер яких було характерне «незоряне» випромінювання (Маркарян, 1963), цей список містив вісім сейфертівських галактик (Seyfert, 1943). У травні 1966 р. на симпозиумі 29 МАС, що відбувся у Бюраканській астрофізичній обсерваторії (Вірменія), Маркарян оприлюднив доповідь «Галактики з УФ-континуумом», де список складався вже з 70 об'єктів. Так, розпочалося укладання Першого Бюраканського огляду об'єктів із активними ядрами та надлишком УФ-випромінювання, спостережуваних за допомогою 1-метрового телескопа системи Шмідта з 1°,5 об'єктивною призмою з великою дисперсією в синьо-зеленій частині спектра $\sim 2500 \text{ \AA}/\text{мм}$. Перші спектри з низькою дисперсією (від 27 до 430 $\text{ \AA}/\text{мм}$) отримано на обсерваторіях Кітт-Пік, «МакДональд» та Лікській (Відман та Хачикян, 1968). Пізніше спектральні спостереження проводили на 6-метровому телескопі CAO РАН. Роботу над оглядом завершено в 1986 р. (FBS, First Byurakan Spectral Sky Survey, див. п. 1.3.3).

Повний Перший Бюраканський огляд містить 15 окремих списків, які налічують 1532 галактики. Перші три списки Маркарян склав особисто (Маркарян, 1969), від четвертого до дев'ятого — разом із В. Липовецьким (Маркарян, Липовецький, 1971), до формування останніх шести долучився Дж. Степанян (Маркарян, Липовецький, Степанян, 1977). Спектри з низькою



роздільною здатністю (2650 астропластинок, 20 000 000 спектрів), які отримано в 1965—1980 рр., оцифровано Digitized FBS і є базою Вірменської віртуальної обсерваторії (<https://www.aras.am/Dfbs/products.html>). Серед об'єктів огляду — сейфертівські галактики, галактики із зореутворенням, що спалахує, області НІІ, активні ядра галактик, BL Лас об'єкти і квазари. Вибірка є повною до $15,2^m$ у B -фільтрі, огляд охоплює $15\,000\,^\circ$ площі небесної сфери.

З усіх об'єктів FBS до різного типу активних ядер (рис. 5.2) — сейфертівських галактик, квазарів, лацертидів — належать 196; інші галактики є галактиками з активним зореутворенням; сейфертівських галактик першого та другого типів є приблизно порівну; емісійні лінії спостерігалися в 1125 об'єктів (75 %); колір ядра не відповідає кольору інших частин галактики. Серед галактик Маркаряна було мало спіралей — здебільшого це сфероїдальні об'єкти, з яких багато компактних; у деяких виявлено особливості структури типу «викид». Маркарян дійшов висновку, що такі структурні особливості можуть означати активності ядер, а УФ-надлишок у сфероїдальних галактик пояснив формою активності ядер. Ця гіпотеза (зокрема, можливість еруптивних процесів) відповідала концепції Амбарцумяна про значущість еруптивних процесів у еволюції галактик. Зазначимо, що часто сейфертівські галактики маркують згідно зі списками Маркаряна (Mrk).

У 1975 р. розпочалося укладання Другого Бюраканського огляду (SBS, The Second Byurakan Survey, <https://www.aras.am/Dfbs/>). Критерієм відбору до нього були як наявність емісійних ліній, так і надлишок УФ-випромінювання. Огляд містить близько 1400 галактик до граничної зоряної величини $19^m,5$ у B -фільтрі (Степанян, 1994).

На сьогодні виявлено понад 13 000 галактик з УФ-надлишком (рис. 5.3). Огляди неба, виконані в Бюраканській обсерваторії, зокрема огляд М. Казаряна (1979), дають можливість визначити спектрально-морфологічні характеристики більше ніж 2200 галактик, тобто ступінь інтенсивності надлишкового випромінювання і морфологію спектра. Бали ступенів надлишкового випромінювання ввів Маркарян: «1» — дуже сильний УФ-надлишок, «2» — сильний і «3» — помірний або слабкий, а для морфології спектра запропоновано символи s , sd , ds і d . Коли розміри джерел УФ-випромінювання (ядро або центральна область га-

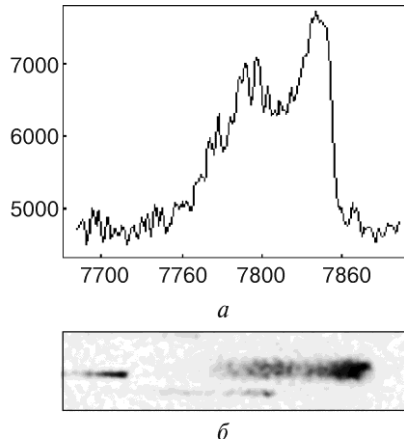


Рис. 5.3. Приклад спектра (а) та астропластинки (б) галактики Маркарян 266 з УФ-надлишком випромінювання. База даних DFBS <https://www.aras.am/Dfbs/SampleSpectra/uvx.htm>

лактики, окремі згущення і т. д.) не перевищують $10''$, то вигляд їх спектрів не відрізняється від вигляду спектрів зорь, тобто ширина та чіткість країв спектрів майже однакові. Тоді морфологію спектра позначають символом *s*. Коли розміри джерел становлять $10''$ — $15''$ і межі їхніх спектрів є чіткими, то їх позначають символом *sd*. Якщо межі спектра чіткі і ширина більша за $15''$, то його позначають символом *ds*, а з спектродифузними краями — символом *d*. Здебільшого галактики з морфологією спектра *d* за кутовими розмірами перевершують ті, в яких морфології спектрів на оглядових пластинках *s*, *sd* і *ds*.

За спектральними особливостями галактики Маркаряна можна поділити на такі групи:

1. Спектри з високим ступенем збудження і дуже вузькими та чіткими емісійними лініями (Mrk 5, 8, 13, 17, 36).
2. Спектри з високим ступенем збудження і дуже дифузними емісійними лініями. Серед цієї групи є галактики, в спектрах яких лінії, зокрема, [OIII] набагато яскравіші та ширші, ніж лінії водню. Їх можна характеризувати як галактики, спектральні особливості яких протилежні до сейфертівських галактик (Mrk 1, 3, 6) (рис. 5.4 для галактики Mrk6).
3. Спектри з дуже широкими емісійними водневими лініями, але з вузькими лініями, зокрема, [O III], тобто типовими для сейфертівських галактик (Mrk 9 і Mrk 10).
4. Спектри, в яких спостерігаються одна-дві емісійні лінії, здебільшого 3727 Å і H_{α} (Mrk 23, 25, 41).
5. Спектри, в яких основна енергія зосереджена в неперервному спектрі, а емісійні лінії не спостерігаються (Mrk 17, 26, 41, 70).



Така класифікація дала змогу встановити зв'язок між морфологічними типами і спектрально-морфологічними характеристиками галактик з УФ-надлишком. З'ясовано, що зі зростанням діаметрів збільшується відносна кількість галактик з морфологією спектра d . За відсотковим вмістом галактик із сильним і слабким УФ-надлишком морфологічні класи об'єднуються так: зореподобні + компактні, еліптичні + сфероїдальні, спіральні + лінзоподібні та іррегулярні. З'ясовано, що середні поверхневі яскравості в фотографічних ($m_{pg}/\square''$) і γ -променях ($m_{\gamma}/\square''$) у галактик із сильним УФ-надлишком в усіх морфологічних групах вищі (крім еліптичні + сфероїдальні), ніж у тих самих групах зі слабким УФ-надлишком (див., зокрема, Казарян і Мартиросян, 2008).

Чим пояснюються такі особливості галактик різних морфологічних класів за сильного та слабого УФ-надлишку і, взагалі, яким є походження УФ-надлишкового випромінювання? Характер надлишкового випромінювання в галактиках є як тепловим, так і нетепловим. Перший зумовлюється зорями класів O і B, а другий — переважно синхротронним випромінюванням. У випадку першого механізму сильне надлишкове випромінювання відбувається внаслідок світіння зорь класів O і B0-B2, яких багато на ранніх стадіях еволюції асоціацій і надасоціацій. А за слабке надлишкове випромінювання відповідають зорі класів B3-B9, які

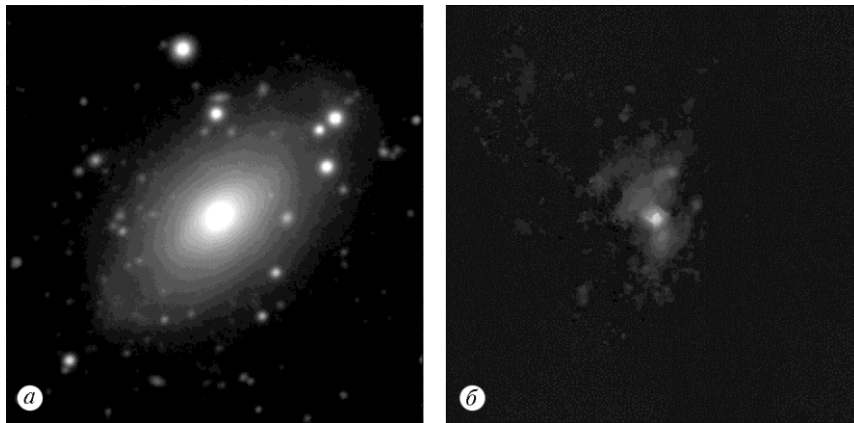


Рис. 5.4. Оптичне зображення галактики Mrk 6, отримане за допомогою 6-метрового телескопа САО РАН (а), і розподіл іонізованого газу у тому самому масштабі (б) (колір відповідає різним швидкостям руху газу відносно спостерігача)

увійшли до цих зоряних угруповань на пізніших стадіях їх еволюції. Щодо нетеплового механізму випромінювання, то він здебільшого діє в галактиках із надлишковим випромінюванням також у радіо- і X-спектральних діапазонах.

5.1.3. Компактні галактики Цвіккі. Блакитні компактні карликові галактики (BCDG)

У Паломарському огляді неба Ф. Цвіккі виявив приблизно 600 галактик у вигляді компактних джерел або в них є компактні світні області, пов'язані з областями зореутворення (Zwicky, 1964). Наразі ці об'єкти називають блакитними компактними карликовими галактиками (BCDG, *Blue Compact Dwarf Galaxy*).

Цвіккі вважав галактику компактною, якщо її середня поверхнева яскравість була вищою за $20^m/\square''$, і саме через високу поверхневу яскравість областей зореутворення вони мають вигляд компактних (рис. 5.5). Для опису майже зореподібних зображень галактик застосовувався символ N (Nucleus); індекси e (elongated) відповідають довгастій формі компактної галактики, а H — присутність гало (Halo). Так, запис « $(Ne); H$ » означає довгасте, але зореподібне ядро, ймовірно, з внутрішньою структурою, навколо якого є слабкий ореол.

Досліджуючи зореподібність цих об'єктів, Сендидж і Шмідт для трьох галактик Цвіккі отримали спектри, в яких були присут-

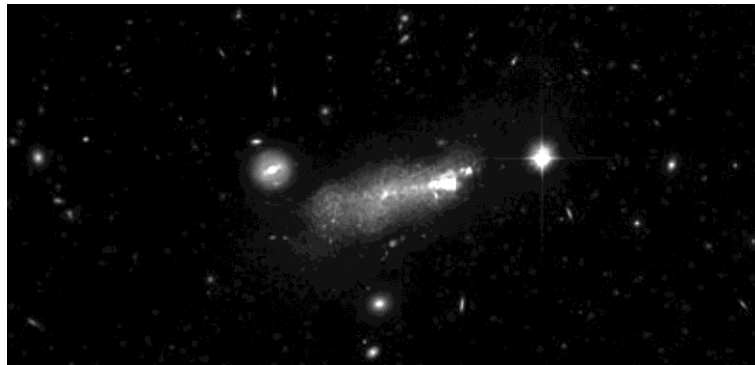


Рис. 5.5. Представник компактних блакитних карликових галактик — галактика PGC 51017, яка знаходиться на відстані 45 млн св. років. Знімок Космічного телескопа Габбла



ні, як і в спектрах квазарів, широкі емісійні лінії. Ототожненням отримали червоне зміщення цих об'єктів — $z = 1,241; 0,0877; 0,1307$, тобто вони є не зорями, а позагалактичними об'єктами.

Як і у квазарів, світності BCD-галактик виявилися набагато більшими, ніж надгігантські галактики, а розміри — порівняно невеликими, при цьому в галактиках Цвіккі немає суттєвого радіовипромінювання (виняток — радіогалактика II Zw 0430 + 05). Ці зореподібні об'єкти у більшості випадків є ізольованими, тобто належать до населення войдів, іноді входять до пар і груп (зокрема, взаємодійна галактика II Zw 1122 + 54, концентрація BCD-галактик у Діві, група III Zw 108¹). До морфологічних особливостей в них належать слабкі джети, гало, слабо розвинені спіралі; принаймні половина компактних галактик Цвіккі мають емісійні лінії як вузькі, так і широкі (Sargent, 1970). Американські астрономи Сьорл і Сарджент визначили приблизний хімічний склад саме галактики I Zwicky 18 (Mrk 119 у каталозі галактик Маркаряна), довівши, що вміст хімічних елементів у ній дуже низький. Пізніше цей результат було підтверджено з використанням досконалішої техніки як для цієї галактики, так й інших BCD-галактик (Izotov et al., 1990).

Фейрол, вивчивши детально властивості галактик Цвіккі, дійшов висновку, що вони не є окремим морфологічним типом галактик, а виокремлюються тільки за своїми спостережними властивостями (Fairall, 1978). Так, деякі з галактик Цвіккі є сейфертівськими; блакитний колір та інші фізичні властивості зближують їх з галактиками Аро та Маркаряна. Туан та Мартін, дослідивши велику вибірку блакитних компактних галактик та галактик Маркаряна і Аро, з'ясували, що ці галактики багаті на атомарний водень (понад 50 % повної маси), у них низька абсолютна світність $M_b = -13^m - -15^m$, малі лінійні розміри 1–10 кпк, «блакитні» значення показника кольору ($B-V$) становлять $-0,1^m - -0,5^m$ та низька металічність $O/H = (1/50 - 1/3)(O/H)_\odot$ (Thuan & Martin, 1981).

Крім наведених особливостей ідентифікації цих галактик (УФ-надлишок, блакитний показник кольору, сильні емісійні лінії, компактність, спалахові зореутворення і його високий поточний темп), виділяють «НП-галактики» за класифікацією Вей-

¹ У назві компактних галактик Цвіккі римська цифра означає порядковий номер каталогів Цвіккі, «Zw» — за прізвиськом Цвіккі, цифри означають порядковий номер галактики в цьому каталозі або координати галактики.

ле та Остерброка (1987), а ті, що мають широкі емісійні лінії зорь Вольфа—Райє, називають «*Вольф—Райє-галактиками*» (Conti, 1991; Vasssa & Conti, 1992). Особливої уваги варті BCD-галактики з низькою абсолютною світністю $M_b = -13^m - -14^m$ та діаметрами, меншими за 2 кпк, які називають *ізолюваними позагалактичними областями* НІІ (Сарджент і Сьорл, 1970).

Отже, параметри типового представника BCG-галактик є такими: $M_b = -14^m - -17^m$, показники кольору $(B-I) = -0,1^m - -0,3^m$, $(U-B) = -0,6^m - -0,8^m$, $(V-K) = -0,2^m - -0,1^m$, діаметр дорівнює 3 кпк при $25^m/\square''$, металічність $(1/40 - 1/3) Z$, $M_{HI} = 10^8 M_\odot$, $M_{HI} = 10^6 M_\odot$, $M_{tot} = 10^9 M_\odot$ (Izotov et al., 1993; Campos-Aguilar et al., 1993). Типові максимальні швидкості обертання становлять менше за 100 км/с.

Кількість компактних карликових галактик сягає 10 % усіх відомих галактик до 15^m . Класичними представниками є компактні галактики I Zw 18 (Mkr 116), II Zw 40, NGC 1569 & VII Zw 403.

Відсутність старого зоряного населення та низька металічність свідчать, що це дуже молоді системи (Сірл і Сарджент, 1972), які за морфологією відносять або до лінзоподібних карликових, або до неправильних карликових галактик, а також містять скупчення гарячих масивних зорь віком до десяти мільйонів років, УФ-випромінювання яких іонізує навколишній газ. Незвичайним для галактик з такими інтенсивними зореутворювальними областями є те, що вони не містять ані багато пилу, ані важких елементів (металів), які зазвичай є в нещодавно сформованих зорях. З огляду на цю властивість хімічний склад їх речовини відповідає складу перших зорь, що утворювали хімічні елементи важчі за гелій. Тому компактні карликові галактики з активним зореутворенням (CSFG, compact star-forming galaxies) вважаються гарними об'єктами для вивчення процесів формування перших зорь у первинних галактиках та в епоху вторинної реіонізації Всесвіту (Izotov et al., 2017, 2021).

Відкриття Сьорла і Сарджента в 1972 р. двох блакитних компактних карликових галактик з дуже низькою металічністю спричинило дискусію, яка продовжується досі. А саме, чи є ці галактики молодими «в розумінні, що переважна частина зорь утворилась у них недавно» або чи «зореутворення в них відбувається інтенсивними спалахами, що розділяються довгими періодами спокою». Адже за сучасного темпу зореутворення SFR,



який спостерігається в цих галактиках (в середньому $\text{SFR} \leq 0,3 M_{\odot}/\text{рік}$), здатен швидко перероблювати важкі елементи, принаймні згідно з початковою функцією мас Салпітера (Tolstoy, 2000; Crone et al., 2001). Якщо BCD-галактики дійсно молоді, то їх існування було б доказом сценарію запізненого утворення карликових галактик, відповідно до якого іонізація міжгалактичного середовища заважає зореутворенню в системах зі слабкими гравітаційними ямами у великомасштабній структурі Всесвіту. Саме тому їхні властивості можна розглядати як приклад «первинного» утворення галактик на далеких червоних зміщеннях. Те саме стосується населення пустот великомасштабної структури Всесвіту. Через набагато більш виняткові взаємодії та злиття порівняно з галактиками в щільнішому оточенні частина населення пустот повинна зберегти параметри, отримані при народженні. Тому вивчаючи вибірки галактик у пустотах, можна отримати інформацію, наприклад, про спектр первинних збурень на масштабах малих мас, про зв'язки баріонів і темної матерії в найменш масивних гало, втрачену через трансформації, що відбувалися в галактиках, які знаходяться в групах і скупченнях.

Альтернативна можливість для BCD-галактик — чергування інтенсивних повторюваних спалахів зореутворення та періодів спокою — є проблематичною. Адже такий сценарій потребує присутності значного населення їх «спокійних дублікатів», якого не було явно зареєстровано, незважаючи на значні спроби. Галактики, розділені на окремі зорі, не надають свідчень про періоди довгого падіння активності в їх недавній історії зореутворення (хоча можливим є короткий спад активності, наприклад, в галактиці I Zw 18). Водночас у випадку SFG-галактики J0811 + 4730 ($z = 0,04444$, $M_g = -15,41^m$) з найнижчою із відомих цього класу об'єктів металічністю значна частина її зоряної маси утворилася під час останнього вибуху зореутворення (Izotov et al., 2018). Так, спектроскопічні дані засвідчують, що вміст кисню в J0811 + 4730 становить $12 + \log \text{O}/\text{H} = 6,98 \pm 0,02$, що є значним відхиленням від головної послідовності, визначеної для аналогічних SFG-галактик на діагностичних діаграмах емісійних ліній та діаграмах металічність—світність. Зоряна маса цієї галактики M , отримана за спектральним енергетичним розподілом, становить $10^{6,24} - 10^{6,29} M_{\odot}$, вміст кисню в 10 разів менший, ніж у цього класу галактик з подібною яскравістю на головній послідовності (рис. 5.6).

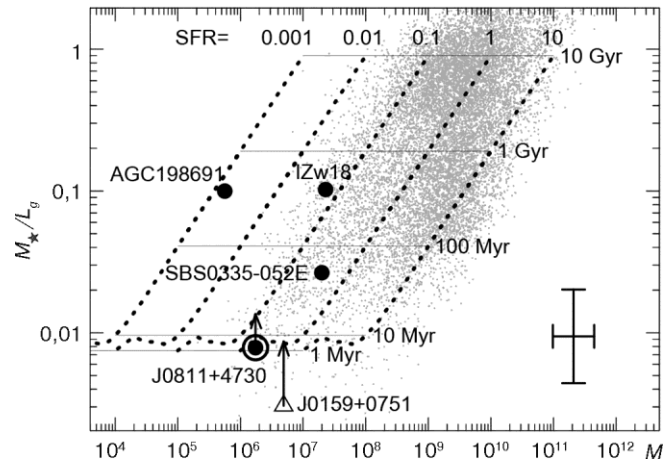


Рис. 5.6. Діаграма зоряна маса/світності M_*/L_g —зоряна маса M_* для галактик із зореутворенням, що мають дуже низьку ($12 + \log O/H < 7,3$) металічність. Трикутником позначено галактику J0159 + 0751 з високим значенням параметра $O_{32} = 39$ і $EW(H_\beta) = 347 \text{ \AA}$. Праворуч — бар помилки для J0811 + 4730. Пунктирні лінії — параметри моделі Starburst 99 на космологічній шкалі часу 10^6 — 10^{10} років за темпів зореутворення SFR від 0,001— $10 M_\odot/\text{рік}$

Існує думка, що галактики із підвищеним темпом зореутворення та/або низькою металічністю повинні бути більш представницькими у Всесвіті на червоних зміщеннях z від 1—2 до 5—10 згідно з прийнятими сценаріями еволюції галактик. Проте слабкі фотонні потоки та малі кутові розміри таких галактик суттєво обмежують можливість їх вивчення навіть найкращими сучасними телескопами.

5.2. Галактики з надлишком випромінювання в ІЧ-діапазоні

Перші інфрачервоні спостереження галактик проведено наприкінці 1960-х років (Лоу та Клейнман, 1968). У ході цих та подальших спостережень виявлено популяції галактик, у випромінюванні ядерної області яких інфрачервона компонента домінувала над оптичною компонентою (Pike та Лоу, 1972). Дискусія про походження інфрачервоного випромінювання від галактик (Pis та ін., 1969), (Бербідж і Стейн, 1970) закінчилася ви-



сновком про те, що пил у більшості систем перевипромінює в інфрачервоному діапазоні оптичне та ультрафіолетове світло молодих гарячих зорь (Ріке та Лебофські, 1979). У 1970-ті роки обговорювалася також інша проблема: роль взаємодій галактик в активізації ядерної активності й активності зореутворення (Toomre & Toomre, 1972; Larson & Tinsley, 1978). Висновок про ключову роль взаємодії було підтверджено для системи Apg 299, яка сильно взаємодіяла (Герц та ін., 1983) (Apg 299 — триплет, NGC3690 = Mrk171 — пара, частина триплету), та декількох інших систем, що взаємодіяли та злипалися (Лонсдейл et al., 1984; Джозеф і Райт, 1985), як і сучасніші роботи, зокрема щодо NGC 6240, галактики з подвійною НМЧД (Kollatschny et al., 2019).

Перші значущі результати отримано за допомогою орбітальної обсерваторії IRAS, головне завдання якої — пошуки джерел довгохвильового ІЧ-випромінювання та складання карти неба в ІЧ-діапазоні. За 10 місяців роботи (поки не вичерпався запас рідкого гелію) IRAS відсканував практично все небо (96 %) у спектральному діапазоні випромінювання нагрітого пилу, спостерігаючи в чотирьох смугах з центрами на 12, 25, 60 і 100 мкм. Спостереженнями IRAS отримали безпрецедентний обсяг даних для дослідження в такому діапазоні, вони дали змогу виявити 250 000 точкових ІЧ-джерел, з яких декілька тисяч ототожнено з галактиками, більшість з них — галактики із зореутворенням. Але серед IRAS-галактик були також галактики з активними ядрами — ULIRG (UltraLuminous InfraRed Galaxies, надяскраві інфрачервоні галактики). (Про відкриття ULIRG див., наприклад, Сандерс та ін., 1988.)

Визначимо світність ULIRG (рис. 5.6):

$$L_{FIR} > 10^{12} L_{\odot} \text{ або } L_{FIR} > 3,8 \cdot 10^{45} \text{ ерг/с.}$$

Для порівняння, світність квазарів низької світності (радіоспокійні) з $M_B = -24,0$ становить 1 мкм—1 кеВ, $L \sim 10^{12,2} L_{\odot}$, тобто світність ULIRG є порівнянною зі світністю досить слабких квазізоряних об'єктів.

Наведемо деякі властивості ULIRG:

1. У 30 % ULIRG тип оптичного спектра є сейфертівським. При $L_{FIR} > 10^{12,65} L_{\odot}$ майже всі вони є сейфертівськими галакти-

ками. У 15 % ULIRG на зображенні HST видно зореподібне ядро, тоді їх класифікують як сейфертівські галактики.

2. Усі близькі ULIRG — системи зі злипанням, включно сейфертівські. Згідно з сучасною парадигмою ULIRG, які не є сейфертівськими та в яких помічено зореутворення, знаходяться на стадії злиття двох спіральних галактик.

3. Більшість ULIRG мають компактні (але не точкові) радіоджерела $>0,25''$.

4. FIR-спектр ULIRG задовільно моделюється сферично-симетричною хмарою пилу з великою оптичною глибиною, пил розігрітий зореутворенням.

Потужне випромінювання ULIRG спричиняється пиловими частинками, які перевипромінюють у ІЧ-діапазоні оптичне та УФ-випромінювання активних галактичних ядер і областей інтенсивного зореутворення. Найближчою до Землі галактикою класу ULIRG є Apg 220 ($z = 0,018$). Щодо неї спектроскопічних спостережень поки небагато, і близькість Apg 220 дає унікальну можливість для вивчення зоряного складу цієї галактики (рис. 5.7). Так, у цій галактиці є два активних ядра, розділені відстанню 330 пк; рекордна спалахова активність наднових (тільки у 2011 р. їх сім); наявні мегамазери (гідроксил і водень) та органічні молекули.



Рис. 5.7. Галактика Apg 220 — яскравий приклад надяскравіших ІЧ-галактик (ULIRG)



Космічна обсерваторія ISO (Infrared Space Observatory), яку було запущено в листопаді 1995 р. і яка працювала до квітня 1998 р., продовжила вивчення ULIRG. За результатами ISO встановлено, що 70—80 % ULIRG пояснюються здебільшого процесами за участі раніше утворених масивних зорь (Генцель та ін., 1998), а решта 20—30 % ULIRG — процесами в ядрах (AGN). Є багато ULIRG, яким властиві і зореутворення, і активність ядра.

На сьогодні за спостереженнями виявлено декілька сотень ULIRG, зокрема дуже багато в субміліметровому діапазоні з використанням болометрів на Телескопі Джеймса Кларка Максвелла (JCMT, п. 1.3.6).

Загальноприйнятим вважається, що ULIRG є однією зі стадій еволюційного процесу злиття (мерджингу) галактик. А саме, дві чи більше спіральних галактики, взаємодіючи, формують ранню стадію нової галактики, що утворює яскраву ІЧ-галактику (LIRG), яка згодом перетворюється на ULIRG. Найяскравіша ІЧ-галактика проходить стадію квазара, поступово утворюючи еліптичну галактику.

Зауважимо, що розрізняють гіперяскраві ІЧ-галактики (HyLIRG, HLIRG, Hyper Luminous Infrared Galaxies) зі світністю понад $10^{13} L_{\odot}$ та з надзвичайно високим темпом зореутворення $\sim 3 \cdot 10^2 - 3 \cdot 10^3 M_{\odot}/\text{рік}$. Розподіл потоків ІЧ-випромінювання для HyLIRG: 80 % від АЯГ і 20 % від областей зореутворення. Прикладом може бути галактика IRAS F10214 + 4724, один із найяскравіших об'єктів у Всесвіті зі світністю $\sim 2 \cdot 10^{13} L_{\odot}$, яку, крім того, лінзує гравітаційно розташована ближче еліптична галактика з коефіцієнтом збільшення ~ 30 (формули (2.115)—(2.116)). Відкрито понад 20 екстремально яскравих інфрачервоних галактик (ELIRG, Extremely Luminous Infrared Galaxies) із НМЧД. Наприклад, галактику J224607.57-052635.0 зі світністю $3 \cdot 10^{14} L_{\odot}$ відкрито за допомогою космічного телескопа WISE. Вона віддалена від Землі на 12,5 млрд св. років, а маса надмасивної чорної діри в її центрі становила $10^9 M_{\odot}$, коли вік Всесвіту сягав лише 1,3 млрд років (10 % сучасного).

Інформація про ці об'єкти доступна з бази даних GOALS (Great Observatories All-sky LIRG Survey). Огляд містить повний набір спектрів у різних діапазонах довжин хвиль, оскільки акумулює дані космічних і наземних телескопів для об'єктів типу LIRG.

5.3. Галактики низької поверхневої яскравості

Карликові за світністю галактики є кількісно основним компонентом світу галактик. Зазвичай це об'єкти з абсолютною величиною $M_b > -18$ або з максимальними швидкостями обертання меншими за 100 км/с, що грубо відповідає параметрам Великої Магелланової Хмари. Згідно з космологічною парадигмою гравітаційного зростання об'єктів галактичних мас унаслідок злиття з менш масивними (White, Frenk, 1991) карликові галактики є «будівельною цеглою», з якої за час космічної еволюції переважно побудовано весь світ видимих галактик. Вважається, що карликові галактики становлять ~15 % динамічної маси Всесвіту.

У першому наближенні карликові (dwarfs) галактики поділяються на об'єкти ранніх (dE, dSph) та пізніх (dlr, dSm) морфологічних типів. Має місце морфологічна сегрегація у просторі: карликові галактики ранніх типів переважно населяють групи та скупчення галактик. Карликові галактики пізніх типів знаходяться на периферії груп і/або у більш розріджених областях — загальному полі, філаментах, що з'єднують групи та скупчення. Карликові еліптичні dE галактики характеризуються червонішими кольорами, низьким вмістом газу (менше ніж відсоток від повної маси баріонної речовини) і старим зоряним населенням. У карликових галактик пізніх типів велика різноманітність морфології (карликові анемічні спіралі, іррегулярні, BCG), велика масова частка газу — десятки відсотків, зазвичай вони мають блакитні кольори, що свідчить про те, що зореутворення або триває, або закінчилося на шкалі порядку 1 млрд років. Розуміння властивостей карликових галактик загалом, а також еволюції цих властивостей залежно від глобальних параметрів та оточення, важливе для розуміння загальної еволюції видимої матерії у Всесвіті протягом останніх 12—13 млрд років.

Карликові галактики низької поверхневої яскравості (НПЯ) — найчисленніша, але маловивчена популяція галактик, яка є і найінтригуючою (рис. 5.8). Відповідно до сучасних уявлень це об'єкти з абсолютною величиною $M_b < -16$ і слабкіше, лінійні розміри яких сягають порядку декількох кілопарсеків, а середня поверхнева яскравість — ~1—10 % над рівнем нічного неба. Загальновизнано їх важливість для розуміння процесів зореутворення в

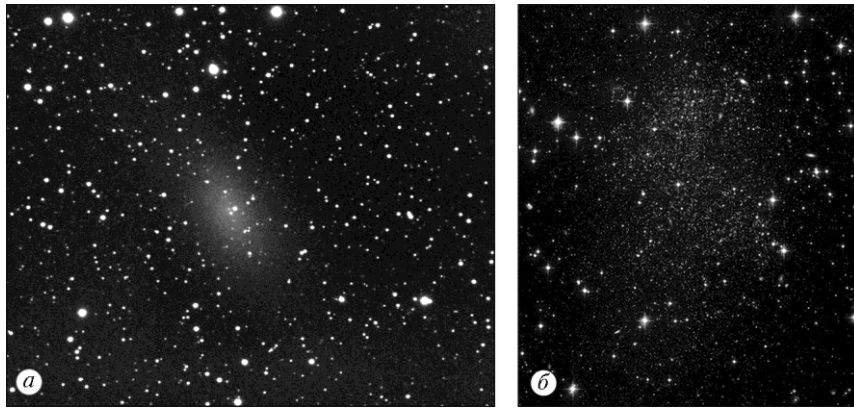


Рис. 5.8. Зображення карликових галактик НПЯ:

a — NGC 147 карликова сфероїдальна dSph галактика в Місцевій групі; *б* — карликова неправильна dIr галактика SagDIG

галактиках, еволюції галактик, формування великомасштабної структури Всесвіту, а також розподілу видимої і темної матерії.

З кінця 1970-х років дослідження карликових НПЯ-галактик стрімко активізувалися, хоча спостереження за ними й досі складні. Через різноманітні ефекти селекції абсолютно слабкі й мало дифузні карликові НПЯ-галактики незадовільно подані в загальних каталогах галактик, базованих на доборі за граничною зоряною величиною або кутовим діаметром. Створення спеціалізованих вибірок карликових НПЯ-галактик пов'язане з розв'язуванням складних задач: знайти об'єкти, практично нерозрізнені на фоні нічного неба, й оцінити їхні кутові розміри та видимі величини; відрізнити реальні карликові об'єкти від далеких нормальних галактик НПЯ, використовуючи прямі оцінки відстані або інші параметри; визначити морфологічний тип карликової НПЯ-галактики.

Зрозуміло, що об'єктивні труднощі пошуку та спостереження карликів НПЯ, як і суб'єктивні критерії добору та класифікація, призвели до появи великої кількості неоднорідних каталогів і списків цих об'єктів, тому до початку 1980-х років виник дискомфорт під час використання й інтерпретації цих даних. Необхідність створення за змоги однорідної вибірки стала очевидною.

В.Ю. Караченцева спробувала зібрати, критично переглянути й упорядкувати опубліковані (до кінця 1986 р.) спостережні дані щодо карликових НПЯ-галактик. Такий Каталог карликових галактик низької поверхневої яскравості (далі — Каталог) було опубліковано (Караченцева та Шаріна, 1988) і його продовжують поповнювати. Однією з опорних у процесі добору та морфологічної класифікації була вибірка карликових галактик із області групи М81. Відомо, що група галактик М81 є частиною хмари галактик UMa — Sam. У цю хмару входить також угруповання з 8 галактик: Maffei 1, Maffei 2, IC 342 і декілька карликових галактик. Розміри комплексу галактик навколо IC 342 становлять $1,3 \times 1,0$ Мпк, його променева швидкість — $V_0 = 234$ км/с. Через сильне галактичне поглинання є складними пошук та ідентифікація карликових об'єктів у цій області. У 1983—1984 рр. Бернген і Караченцева виявили в околицях галактики IC 342 такі об'єкти (пізніше увійшли до Каталогу), однак із набагато меншим ступенем упевненості, ніж галактики групи М81.

У 1995 р. опубліковано працю Хау та ін., де наведено результати візуальної інспекції 12 Паломарських пластинок, отриманих для області низьких галактичних широт при $l = 135^\circ$. Цей огляд охоплює 400° і включає в себе значну область північного неба.

Для визначення природи карликових НПЯ-галактик потрібні результати спостережень за ними в лінії H I і точна фотометрія. Ван ден Берг відбирав для DDO-каталогу карликових галактик об'єкти за ознаками низької поверхневої яскравості та відсутності градієнта яскравості, класу світності карликів IV—V чи V, що відповідає абсолютним величинам -16^m — -15^m , вказуючи роздільність цих галактик на зорі. Караченцева виконала пошук сфероїдальних карликових галактик на картах Паломарського атласу: об'єкти dSph (здебільшого на межі виявлення) розділено на три структурних підкласи: злегка витягнуті, зі згущеннями; круглі зі слабким градієнтом яскравості; круглі без градієнта яскравості, гранично слабкі. Результати наступних спостережень і нова класифікація засвідчили, що частина об'єктів, які вважалися сфероїдальними карликами, — це іррегулярні карликові галактики низької поверхневої яскравості. У групі М81 виявили новий клас — дифузні іррегулярні об'єкти екстремальної низької поверхневої яскравості.



У каталозі Нільсона (Uppsala GC) карликові галактики становлять приблизно 5 %. Автор позначив їх як *dwarfs*, у деяких випадках указуючи типи і класи світності. Рівс включив до свого каталогу карликів у Діві також попередні результати й уточнив зроблену раніше класифікацію. Для класифікації карликових галактик він увів параметр ступеня компактності (II — найбільш конденсований об'єкт, V — найбільш дифузний об'єкт). Фейтцингер і Галинський здебільшого використовували визначення карликової галактики, надане ван ден Бергом. Вони поділяли об'єкти на *de* (включаючи сфероїдальні), *d* і *dir*. Структура карликових спіралей, на відміну від яскравих, не є вираженою спіральною, в ній, найімовірніше, спостерігаються окремі «волокна» і обривки рукавів, автори відзначають пекулярність об'єктів, наявність у них окремих згущень, а також ядер. Для найбільш слабкоконтрастних об'єктів додатково вводиться клас світності VI.

Результати дослідження галактик НПЯ наведено в праці (Tanoglidis et al., 2020) щодо огляду DES (Dark Energy Survey — огляд у видимому та ІЧ-діапазоні), призначеного для вивчення динаміки розширення Всесвіту та еволюції великомасштабних структур (галактик, груп/скупчень/надскупчень галактик, філаментів і войдів). Для фотографування неба використовується 4-метровий Телескоп Віктора Бланко (Серро Тололо, Чілі). У межах DES ідентифіковано ~21 000 галактик низької поверхневої яскравості, у тому числі карликових, на площадці неба $5000 \square^2$ (рис. 5.9). Радіуси ідентифікованих галактик становлять понад $2,5''$, а середня ефективна поверхнева яскравість із поправкою на міжзоряне поглинання — понад $24,3 \text{ м}/\square''$; їх класифіковано на червоні та блакитні НПЯ-галактики за показником кольору в смугах: $(g - i) < 0,60$ для галактик пізнього і $(g - i) \geq 0,60$ для галактик раннього морфологічних типів. Ефективний радіус галактик цих популяцій є в середньому однаковим, проте середня поверхнева яскравість блакитних галактик значно вища ніж червоних; 108 з виявлених галактик віднесено до класу ультрадифузних галактик; підтверджено, що в галактик раннього типу більша тенденція до кластеризації в групі і скупчення, ніж в галактик пізнього типу (рис. 5.9).

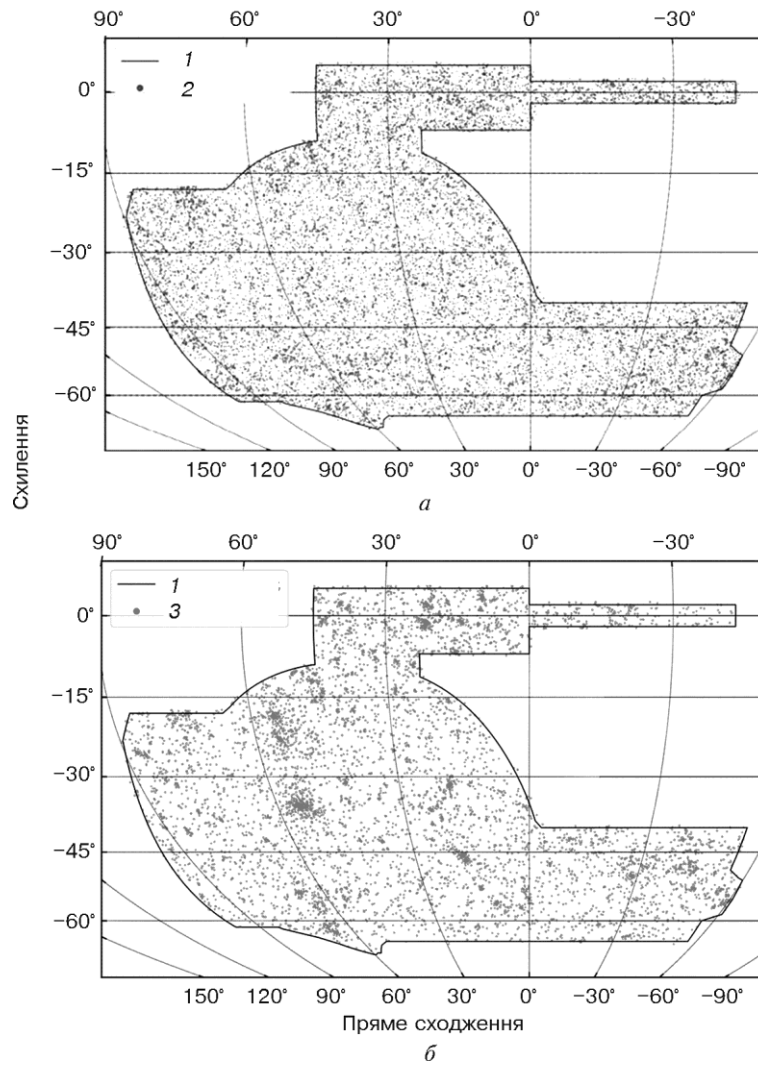


Рис. 5.9. Галактики НПЯ, виявлені в огляді DES (1; Dark Energy Survey):
 а — блакитні НПЯ-галактики (2), пізнього типу ($g - i < 0,60$; 7671 галактика); б —
 червоні НПЯ-галактики (3), раннього типу ($g - i \geq 0,60$; 16119 галактик)

5.4. N-галактики

N-галактики (NG) — галактики, які в оптичному діапазоні мають вигляд об'єктів із яскравим компактным зорепо-дібним ядром, оточеним мрячною протяжною оболонкою, а в радіодіапазоні — сильно протяжних радіоджерел (рис. 5.10). Їх названо за першою буквою слова *nucleus* — від ядра цих галактик надходить майже все випромінювання N-галактик у видимому діапазоні. NG відкрив у 1958 р. Воронцов-Вельямінов. До 1983 р. їх було відомо кілька десятків. Компактних галактик, які є сильними радіоджерелами, відкрито в сотні разів більше.

Просторова концентрація N-галактик у мільйони разів менша, ніж концентрація нормальних галактик. Нечисленність NG споріднює їх із квазарами і потужними радіогалактиками. Можливо, NG — гігантські еліпсоїдальні зоряні системи з надзвичайно яскравим ядром — є проміжною популяцією між квазарами та радіогалактиками або навіть їхньою проміжною стадією еволюції.

В оптичному діапазоні світність NG відповідає світності гігантських еліптичних галактик, розміри центральної області не перевищують декілька кілопарсеків, тобто в десятки разів менше, ніж у нормальних галактик, а поверхнева яскравість центральної області NG у сотні разів вище. Типовий приклад цих об'єктів — композиційне зображення галактики NGC 4151 — подано на рис. 5.10.

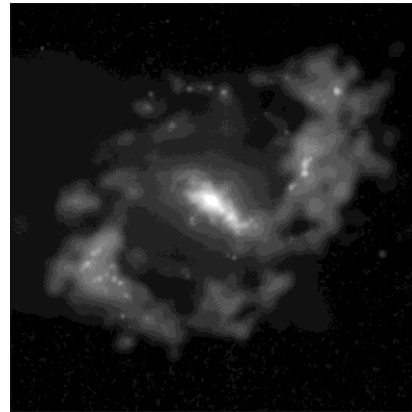


Рис. 5.10. Композиційне зображення центральної області спіральної галактики NGC 4151 (Око Саурона) — типового представника N-галактик. Розмір ядра $\sim 2,6$ кпк (білий колір). У «зіниці» ока X-випромінювання (блакитний колір) за даними обсерваторії Chandra поєднано з оптичними даними областей НІІ (світло-блакитний, жовтий) 1-метрового телескопа Jacobus Kapteyn (Ла-Пальма); розмір бара ~ 14 кпк. Области НІ (червоний колір) навколо «зіниці» отримано за радіоспостереженнями VLA. Области НІ поблизу центру свідчать про гравітаційну взаємодію. Области зореутворення — жовті вкраплення

Головними особливостями безупинного оптичного випромінювання NG є його нетепловий характер і надмірність випромінювання в короткохвильовому діапазоні, що виявляється в аномально блакитному кольорі цих об'єктів порівняно зі звичайними галактиками (блакитний колір додає їм і випромінювання активного ядра). Цим та наявністю змінності оптичного випромінювання NG подібні до квазарів і ядер сейфертівських галактик. Характерні періоди цієї квазіперіодичної змінності в різних об'єктах коливаються від декількох років до декількох десятків років. Це свідчить про порівняно малі розміри (<1 пк) випромінювальних областей з потужними процесами енерговиділення.

Усі лінії (як випромінювання, так і поглинання) у спектрах NG зміщені в червоний бік. Оцінки відстаней до NG, отримані в припущенні космологічної природи такого червоного зміщення, становлять десятки і сотні мегапарсеків, тобто це звичайні міжгалактичні відстані. Найближча з відомих NG (3C 120) знаходиться від Землі на відстані 100 Мпк, а найдальша (3C 109) — на відстані приблизно 1000 Мпк. Лінії випромінювання в спектрах NG належать іонам водню, вуглецю і деяким іншим елементам, що характерно для газу в нормальних галактиках. Відмінною особливістю цих ліній у спектрах NG є їхня велика ширина — десятки і сотні ангстремів, що відповідає дисперсії швидкостей газу у випромінювальних областях у тисячі і навіть десятки тисяч кілометрів за секунду. Такі самі і навіть ширші, лінії спостерігаються в спектрах квазарів і ядер сейфертівських галактик і свідчать про дію потужного прискорення газових хмар у цих об'єктах. Лінії поглинання — вузькі, відповідають старому зоряному населенню. Як радіоджерела NG за морфологією та виглядом спектрів подібні до квазарів і радіогалактик, а за інтенсивністю виділення енергії є проміжними між ними. Основна частина випромінювання в радіодіапазоні йде зазвичай від двох протяжних (десятки кілопарсеків) радіокомпонентів, що відстоять один від одного часто на сотні кілопарсеків. Оптичний компонент NG розташований переважно між радіокомпонентами. У NG часто спостерігається менш потужне ($\sim 10^{40}$ ерг/с) змінне радіоджерело, пов'язане з ядром оптичного компонента. За час активної фази (10^7 — 10^8 років) NG може виділити в оптичному і радіодіапазонах енергію до 10^{58} — 10^{60} ерг.



5.5. Пекулярні та взаємодійні галактики

Пекулярними галактиками називають такі об'єкти, які неможна вкласти у класифікаційні схеми за їх оптичною морфологією (зокрема, морфологічні класифікації Габбла, ван ден Берга, де Вокулера та інших). Кількість таких галактик оцінюють як 10 % загальної кількості яскравих галактик, хоча детальніший розгляд нормальних галактик часто виявляє пекулярні властивості. Пекулярним галактикам притаманне велике різноманіття форм. Переважну їх кількість можна пояснити сильною гравітаційною припливною взаємодією з іншою галактикою, так що термін «*пекулярна галактика*» є майже синонімом терміну «*взаємодійна галактика*». Ці об'єкти надають перші чіткі свідчення того, що у ході еволюції галактик їх взаємодія та злиття відіграють суттєву роль.

5.5.1. Морфологічні ознаки пекулярних галактик

У багатьох пекулярних галактик спостерігаються спалахи зореутворення, деякі мають активні ядра. Водночас найбільш світні об'єкти з активними ядрами (квазари, радіогалактики, ULIRG) мають пекулярну «материнську» галактику, що свідчить про можливий зв'язок між екстремальною світністю та взаємодією.

Наведемо приклади галактик, які були відомі ще з часів появи у 1930-х роках морфологічної класифікації Габбла, але не вкладалися у його схему класифікації: глибока експозиція NGC 4038/39 (Антени або Щупальця) та NGC 5216/18 (Мишенята) виявила довгі та слабкі світлі філаменти у структурі (рис. 5.11 і 5.12), у M87 вже був відомий довгий блакитний джет, що виходив з ядра (рис. 5.13). До певного часу такі об'єкти привертати до себе мало уваги через слабку емісію від таких особливостей структури. Після завершення огляду POSS кількість пекулярних галактик стала стрімко зростати: від лічених екземплярів до тисяч, приблизно до 10 % всіх галактик на Паломарських картах. Виявлено вражаючу різноманітність пекулярних морфологій: світні мости та хвости, довжина яких часто сягала декількох діаметрів галактик, еліптичні галактики із хвилястою периферією та з пиловими смугами, галактики з кільцями тощо. Перші атласи¹

¹ <http://nedwww.ipac.caltech.edu/level5/>.

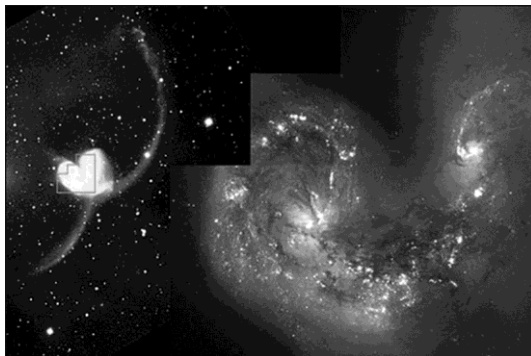


Рис. 5.11. Пара взаємодій-
них галактик NGC4038/39
(Антени або Щупальця)

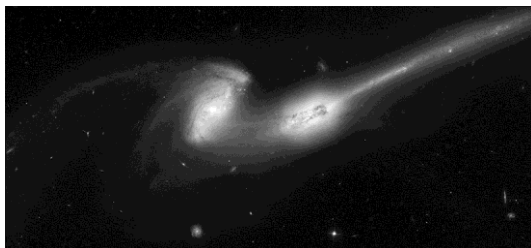


Рис. 5.12. Пара взаємодій-
них галактик NGC 4676
(Мишенята)

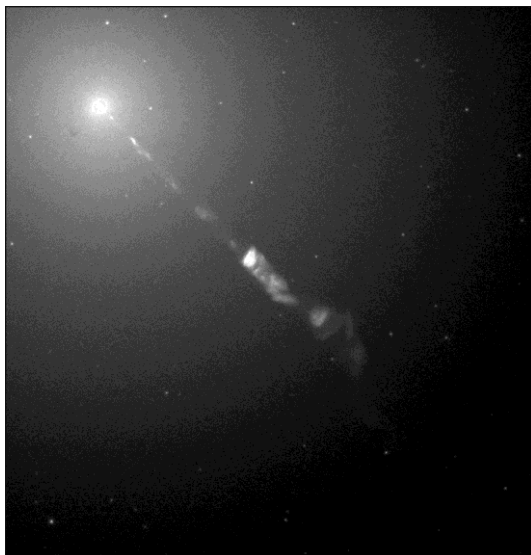


Рис. 5.13. Релятивістський
джет галактики M87



пекулярних та взаємодійних галактик склали незалежно один від одного Воронцов-Вельямінов та Арп.

У ранніх дослідженнях, здебільшого через недостатню роздільну здатність телескопів, ці незвичайні об'єкти намагалися пояснити гігантськими вибухами, фрагментацією галактик, їх народженням, ежекцією з ядра, впливом на форму сильних магнітних полів і навіть народженням матерії. Однак найзадовільнішим поясненням є таке: пекулярні галактики — результат дії сильних гравітаційних припливних сил унаслідок близьких зіткнень звичайних галактик. Першими підтвердженнями цього був той факт, що пекулярні галактики часто знаходяться у тісних парах, нерідко з симетричними структурами. Проти «зіштовхувального» пояснення спочатку висловлювалися заперечення, які ґрунтувалися на думці про те, що зіткнення відбуваються дуже швидко, тому не можуть спричинити утворення спостережуваних розвинених пекулярних структур (як, наприклад, у Антенах, рис. 5.11). Однак з'ясувалося, що такого типу галактики існують у групах, іноді розділених декількома діаметрами галактик. Тоді за час життя вони можуть декілька разів тісно зближатися. Алар та Юрі Тумре першими показали (1972), що гравітаційними припливами можна утворити такі структури, як у Антен, причому зіштовхуватися повинні дві спіралі.

Розмаїття пекулярних морфологій може залежати від відносних мас, нахилу осей, орбітальних швидкостей та геометричних параметрів зіткнення. Гравітаційна припливна сила змінюється з відстанню як R^{-3} , тому найзначніші зміни у структурі відбуваються у випадку найтісніших зближень. Брати Тумре також розвинули результати роботи Холмберга, вказавши на можливість гасіння орбітального моменту двох галактик, що злипаються, а також утворення структури, подібної до еліптичної галактики. Результати статистичного дослідження засвідчують, що більшість еліптичних галактик можуть з'явитися саме таким чином.

Під час дослідження галактик, що взаємодіють, виникає унікальна можливість детального вивчення результатів експериментів зі зіткнення галактик, які проводить Природа. Відбуваються грандіозні процеси, які можуть сприяти, а саме так і вважається, народженню об'єктів зовсім нового типу (квазарів, радіогалактик, надпотужних джерел інфрачервоного випромінювання, джерел гамма-спалахів тощо). Крім того, в разі гравітаційного збурення різні підсистеми галактик (темне гало, газовий та зоряний

диски) починають відігравати активну, незвичайну для них у звичайному стані, роль, зокрема поглинати енергію, і, таким чином, надавати про себе нову інформацію.

У 1950-х роках Холмберг, Воронцов-Вельямінов, Цвіккі та Арп почали систематично спостерігати галактики, що взаємодіють. Однак до 1970-х років, коли розвиток теорії та комп'ютерної техніки дав змогу створити реалістичні моделі гравітаційної взаємодії галактик, ці об'єкти не користувалися широкою увагою.

Першу успішну спробу моделювання тісного зближення галактик здійснив ще у 1941 р. шведський астроном Холмберг. Скориставшись тим фактом, що освітленість від джерела зменшується так само, як і гравітаційна сила — обернено пропорційно квадрату відстані, він розглянув відносний рух двох галактик, які він моделював системою лампочок. Вимірюючи у різних точках такої системи освітленість за допомогою фотоелемента, він пересував лампочки відповідно до неоднорідності такого «гравітаційного поля». За допомогою такого примітивного з сучасного погляду моделювання він передбачив отримані пізніше за допомогою потужних комп'ютерів результати.

У 1972 р. у праці братів Тумре було наочно доведено, що багато морфологічних особливостей галактик можна пояснити гравітаційною взаємодією між ними. Це дало початок новому напрямку теорії еволюції галактик, згідно з яким домінуючими є не початкові дані, а наступна еволюція з урахуванням активної взаємодії галактик зі своїм оточенням (міжгалактичним середовищем, іншими галактиками, карликовими супутниками). Один з братів Тумре висловив гіпотезу про злиття: еліптичні галактики виникли за злиття спіральних галактик. Нині вважається, що відіграють роль і початкові умови, і чинники взаємодії, співвідношення між якими вивчаються в кожному конкретному випадку. Зауважимо, що ця проблема співвідношення початкових даних і чинників еволюції була поставлена Сендиджем як номер один серед найактуальніших досліджень. Пов'язане з цим питання ролі злиття галактик він виділив у окрему, сьому, проблему списку.

У близькій до Землі частині Всесвіту взаємодійні галактики зустрічаються не часто. З огляду на видимі ознаки взаємодії (помітної асиметрії структури, наявності протяжних структур типу хвостів, перемичок, оболонки, кілець тощо) до взаємодійних об'єктів можна віднести кожен десяту—двадцятку галактику.



У більш ранню епоху процеси взаємодії, однак, могли бути інтенсивнішими. Прикладом може бути галактика ID 2299 (Пуголовок) із червоним зміщенням $z = 1,4$, яка утворилася внаслідок зіткнення двох галактик. Свідченням цього злиття є гігантський припливний хвіст газу (рис. 5.14). Вимірювання ALMA свідчать, що кількість викинутої речовини з ID 2299 еквівалентна $\sim 10^4 M_{\odot}/\text{рік}$; загалом ця галактика втрачає дуже багато холодного молекулярного газу — приблизно $46 \pm 13 \%$ усіх його ресурсів у галактиці (Puglisi et al., 2021). Оскільки в цій далекій галактиці досі відбувається процес зореутворення, то газ, що залишився в ній, швидко витратиться, і як наслідок ID 2299 має згаснути менш ніж за сто мільйонів років. З огляду на те, що за викид зореутворювальної речовини з галактики в навколишній простір переважно відповідають зоряні вітри та надмасивні чорні діри в центрах галактик, цей приклад засвідчує, що зіткнення галактик і потоки газу, які виникають унаслідок злиття, є головними причинами раптового припинення зореутворення у великих галактиках.

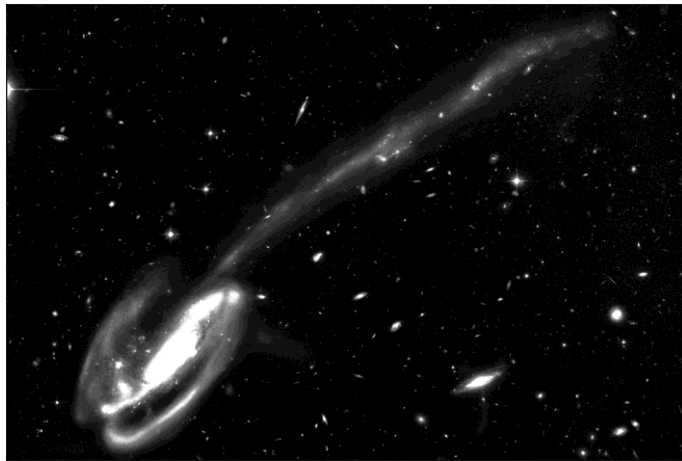


Рис. 5.14. Галактика ID 2299 (Пуголовок) з червоним зміщенням $z = 1,4$, яка утворилася внаслідок зіткнення двох галактик. Свідченням цього є гігантський припливний хвіст газу. Темп втрати речовини $\sim 10^4 M_{\odot}/\text{рік}$ (HST, NASA, STScI, ACS Science Team, ESA)

5.5.2. Взаємодія галактик.**Приклад «Молочний Шлях—Sagittarius карликова сфероїдальна галактика»**

Найближче до Землі «свідчення» взаємодії галактик отримали спостереженнями сфероїдальної карликової галактики у сузір'ї Стрільця (Sgr dSph, Sagittarius dwarf spheroidal galaxy). Незважаючи на те, що вона є найближчою до Молочного Шляху, її було відкрито лише у 1994 р. завдяки вдалій комбінації архівних астропластинок із огляду неба на UK Schmidt Telescope, автоматизованої вимірювальної системи APM та спектрографа AUTOFIB на 3,9-метровому англо-австралійському телескопі (Ibata et al., 1994). Галактика Sgr dSph займає область приблизно $10^\circ \times 4^\circ$, її центр знаходиться у точці з галактичними координата-

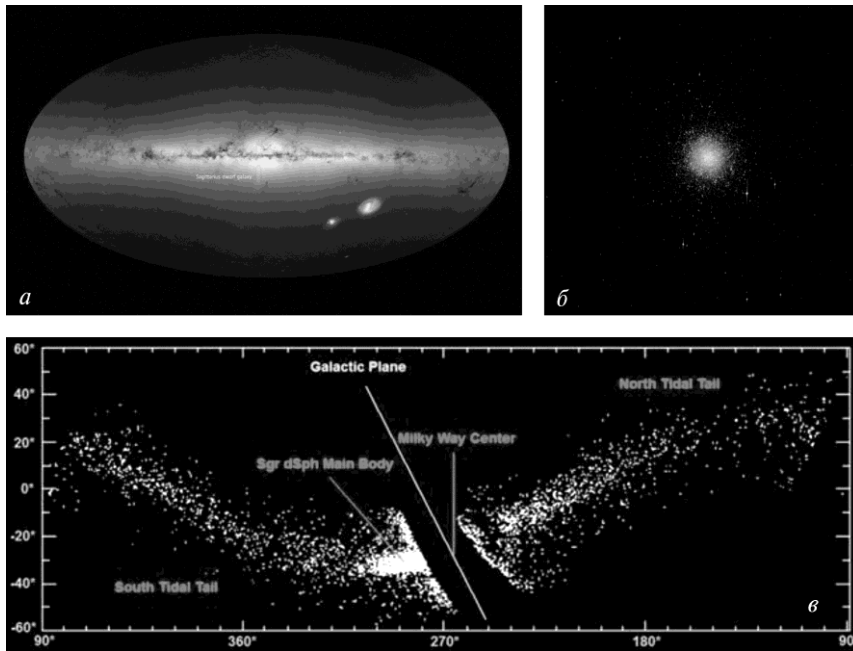


Рис. 5.15. Розташування карликової сфероїдальної галактики в Стрільці Sgr dSph в площині Молочного Шляху обведено червоною лінією (за даними Gaia) (a); кулясте скупчення Мессьє 54, яке перебуває в ядрі Sgr dSph, за спостереженнями HST (б); розташування зорь класу М у галактиці Sgr dSph в екваторіальних координатах (в) (Kokich et al., 2022)



тами $l = 8,8^\circ$, $b = -23^\circ$, недалеко від місця розташування кулястого скупчення M54 (NGC 6715).

Розташування карлика у напрямку на балдж галактики ускладнює його дослідження та пояснює його пізніє відкриття: центральна частина галактики знаходиться приблизно на відстані 25 кпк від Сонця та 16 кпк від галактичного центру (рис. 5.15, *a*). Форма галактики є витягнутою сфероїдальною з приблизним відношенням осей $3 : 1 : 1$, довжина великої осі дорівнює 9 кпк, вісь сфероїда приблизно перпендикулярна до площини галактики. За інтегральною світністю вона порівнянна з найбільшими карликовими сфероїдальними галактиками, наприклад галактикою у Печі (Fornax); має всі особливості, що властиві сфероїдальним системам: протяжну структуру низької поверхневої яскравості, густо населений червоний горизонтальний рукав з блакитнішим продовженням, у популяції зоряного населення переважають вуглецеві зорі.

Витягнутість галактик у напрямку на галактичний центр свідчить, що воно зазнає припливної дії центру та, можливо, була зруйнована притяганням галактики. Дослідження радіальних швидкостей зорь Sgr dSph виявили малу дисперсію (приблизно 10 км/с біля середньої 140 км/с відносно Сонця): отже, зорі знаходяться на близьких орбітах навколо галактики, а система зорь дійсно являє собою єдине ціле, що еволюціонує під припливною дією нашої Галактики. Галактика Sgr dSph має чотири відомі кулястих скупчення, одне з яких M54, можливо, розташоване в її центрі (рис. 5.15, *b*). Вона також динамічно пов'язана з молодими кулястими скупченнями Терзан 7, Терзан 8 та Арп 2 та, ймовірно, зі скупченнями Паломар і Вайтінг. До цієї галактики належить декілька зоряних популяцій, вік яких змінюється від найстаріших зоряних скупчень (майже віку Всесвіту) до лише мільйонів років. У ній також спостерігається обернена залежність вік—металічність, коли старе населення є бідним на метали $[\text{Fe}/\text{H}] = -1,6 \pm 0,1$, а наймолодше має їх надлишок (порівняно зі Сонцем). На рис. 5.15, *в* показано розподіл зоряного населення спектрального класу M в основному тілі та північному і південному припливних хвостах галактики Sgr dSph (Kokich et al., 2022). На цьому рисунку область навколо центру Молочного Шляху, яка містить численні зорі-гіганти класу M, не розглядається для зрозумілішої деталізації розподілу. Понад 75 % високоширотних зорь-гігантів класу M виникли в ядрі Sgr dSph і во-

ни є надійними індикаторами припливних уламків карликової галактики Sgr dSph, що поглинається нашою Галактикою.

Маса Sgr dSph становить $\sim 10^9 M_{\odot}$, а відношення маси центральної частини до світності — приблизно як 50 сонячних одиниць. За оцінками тривимірна швидкість центральної частини дорівнює 250 ± 90 км/с з напрямком уздовж великої осі і, отже, перпендикулярно до площини Галактики період обертання сягає 1 Грік. Хвіст сфероїда за гігантськими вуглецевими А-зорями простежується до 45—50 кпк від центральної частини та навіть до 90 кпк (Newberg et al., 2003) — ця структура є великою дугою (great circle) припливної течії. Пояснити утворення такої дуги можна лише за наявності масивного гало темної матерії у галактиці. Так, у праці Ibata et al. (2000) з огляду на результати чисельного моделювання дійшли висновку про наявність майже сферичного гало темної матерії на відстанях від 16 кпк до 60 кпк від центру галактики. Цей висновок є досить несподіваним, оскільки за попередніми оцінками (іншими методами) форма темного гало є досить таки сплюснутим сфероїдом (якщо частинками темної матерії є беззіштовхувальна матерія). За оцінками час еволюції системи Молочний Шлях—Sgr dSph для набуття сучасного стану сягає 12 млрд років за припущення, що сучасна маса становить 60 % початкової маси захопленої карликової сфероїдальної системи (Johnston et al., 1995).

Можливо, що Sgr dSph нині знаходиться у перигалактиконі — таке наближення спричиняє суттєві припливні деструкції її форми, а також повне руйнування та поглинання Молочним Шляхом. Вивчаючи таку систему, можна отримати багато інформації про розподіл гравітаційного потенціалу та, отже, про розподіл темної матерії у галактиці.

5.5.3. Галактики з полярними кільцями та з циклічними структурами

Відомо інші системи типу Молочний Шлях—Sgr dSph, які демонструють поглинання спіральною галактикою менш масивної карликової галактики. Це так звані *галактики з полярними кільцями*, які утворюються внаслідок певної геометрії взаємодії галактик у зіткненні. На рис. 5.16 наведено найхарактерніші такі системи із понад 100 відомих— NGC 2685, NGC 4650A, NGC 660.

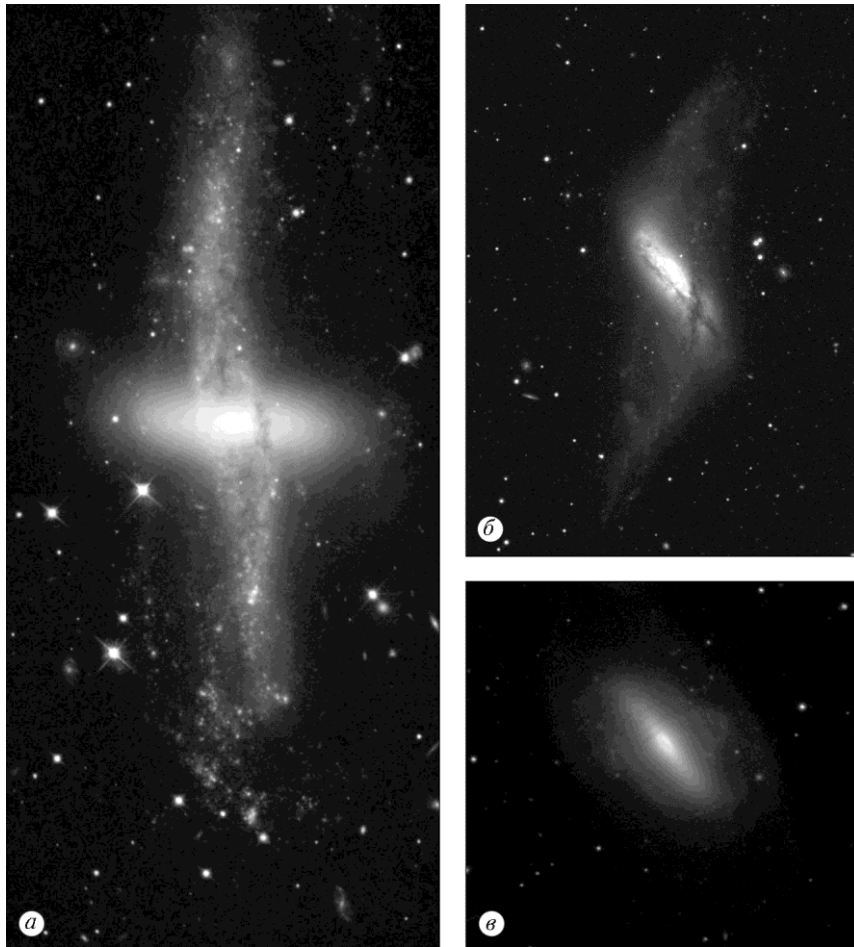


Рис. 5.16. Галактики з полярними кільцями NGC 4650A (а), NGC 660 (б) і NGC 2685 (в)

Першим об'єктом, достовірно віднесеним до галактик з полярним кільцем, є галактика NGC 2685 (тип SB0-a). Уперше увагу на неї звернув Сендейдж наприкінці 1950-х років, коли завершував підготовку до видання Габблівського атласу галактик, Він виявив дуже незвичайний об'єкт, відстань до якого становила 16,7 Мпк. Маргарет і Джеффри Бербіджи отримали зображення NGC 2685 на 2,1-метровому телескопі обсерваторії «МакДо-

нальд» (Техас, США) і в 1959 р. склали перший опис її незвичайної морфології. Як видно на рис. 5.16, витягнуте головне тіло галактики пересікає уздовж малої осі серія темних смуг, які поза її головним тілом переходять в утворення, що світяться, наполовину охоплюючи NGC 2685. Галактика і її полярна структура оточені слабкою протяжною оболонкою. Бербіджи назвали галактику Спіраль (Helix).

Лінзоподібна галактика NGC 4650A (тип S0/a pec) знаходиться на відстані 13,55 мпк і є результатом колосального зіткнення двох галактик щонайменше 1 млрд років тому. Те, що залишилося від однієї галактики, стало обертовим внутрішнім диском старих червоних зорь у центрі. Іншу, меншу, галактику, ймовірно, було серйозно пошкоджено або знищено. Яскраві блакитні згустки, які особливо помітно в зовнішніх частинах кільця, є областями відродженого зореутворення в залишках цієї галактики. Наявність молодих зорь під основним кільцем з одного боку і зверху з іншого свідчить про те, що кільце деформоване і не лежить в одній площині. Спіральна галактика NGC 660 із баром та полярним кільцем (тип SBa/PRG) знаходиться на відстані 6 Мпк, має активне ядро (Sy 2). Кільце діаметром 12 кпк нахилене до площини галактики сильніше, ніж це типово для галактик із полярними кільцями.

Вважається, що більшість гігантських галактик (якщо не всі) оточені супроводом невеликих галактик-супутників. Зростання технічних можливостей реєстрації нижчих рівнів поверхневої яскравості дає змогу знайти залишки супутників, що руйнуються. Першим прикладом такого руйнування стала галактика NGC 5907 (тип SA(s)c:), що знаходиться на відстані 17,06 Мпк (рис. 5.17, а).

На рис. 5.17, а чітко видно слабку петлеподібну структуру, що складається із зорь та охоплює цю галактику вздовж її малої видимої осі. У 1998 р. група китайських астрономів застосувала спеціальну техніку опрацювання зображення галактики NGC 5907 (рис. 5.17, б), вилучивши яскраві зорі та центральну частину цієї галактики (Shang et al., 1998). Автори припустили, що петлю утворено залишками карликового супутника, який руйнується в неоднорідному гравітаційному полі спіральної галактики. Решетніков і Сотнікова (2000) виконали чисельне моделювання системи з параметрами NGC 5907. Маса супутника обиралася з інтервалу $(2-5) \cdot 10^8 M_{\odot}$, що відповідало світності кільця, яка не перевищує 1 % світності самої галактики. Результат моделюван-

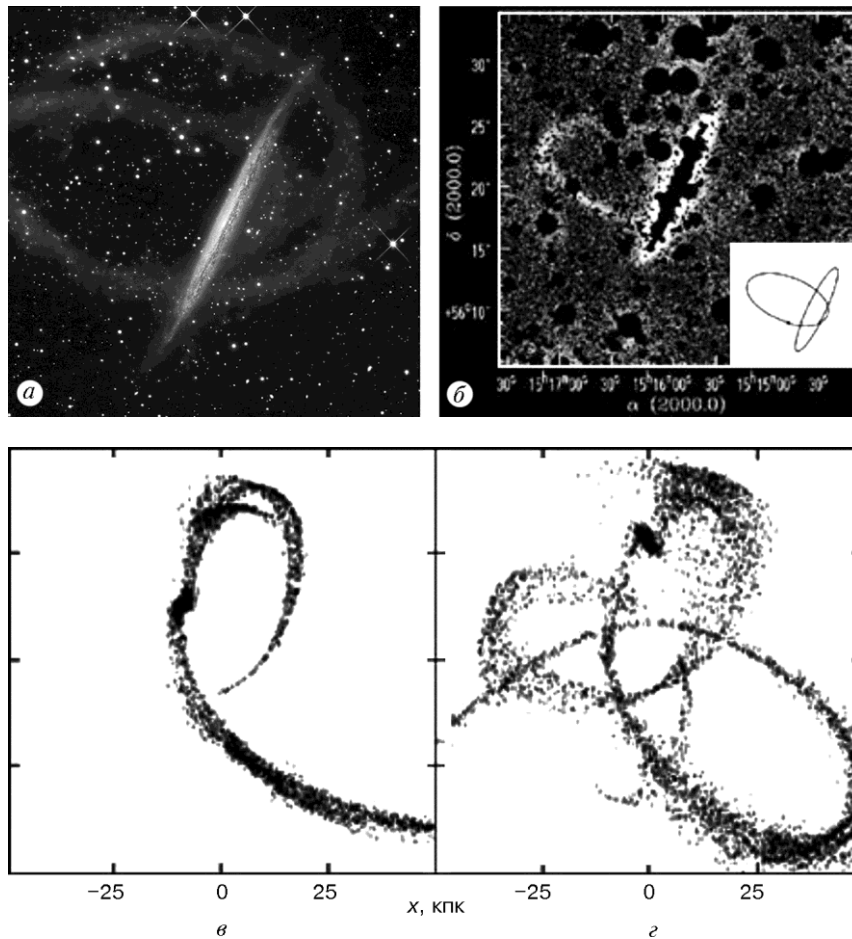


Рис. 5.17. Видима з ребра галактика NGC 5907 та циклічні петлеподібні структури, які її оточують і містять зорі (а); зображення галактики NGC 5907 після спеціального опрацювання (б) (Shang et al., 1998) та моделювання еволюції системи, подібної до NGC 5907 (в, г) (Решетников і Сотникова, 2000)

ня показано на рис. 5.17, в, г (в відповідає структурі, що утворилася після 1,4 млрд років після першого проходження супутника через перицентр, а г — структурі через 3,5 млрд років). Як бачимо, реальна структура петлі системи NGC 5907 (рис. 5.17, а) відповідає рис. 5.17, в. Отже, вона утворилася приблизно 1,5 млрд

роки тому, тобто петлі формуються на досить ранній стадії руйнування галактики-супутника. Результати детальнішого порівняння з різними моделями свідчать, що спостережувану петлю зі згущенням краще пояснити, якщо припустити, що супутник був не сфероїдальним, а дисковим. Крім того, показано, що форма петлі суттєво залежить від вмісту темної матерії у гало NGC 5907. Таким чином, уже сама морфологія петлі надає оцінки маси темного гало. У цьому випадку автори отримали, що маса темної матерії в NGC 5907 у 3—4 рази більша за світну.

Whitemore et al. (1990) склали один із перших каталогів об'єктів з полярними кільцями, який містив 157 відомих систем із полярними кільцями та систем, які потрібно кінематично підтвердити як систему з кільцем. Автори ввели чотири категорії: А — кінематично підтверджені галактики з полярними кільцями — всього 6 об'єктів (зображення одного з них — NGC 4650A — наведено на рис. 5.15); В — 27 «хороших кандидатів у галактики з полярними кільцями»; С — 73 можливі кандидати у галактики з полярними кільцями (тоді у цю категорію була включена галактика NGC 660, рис. 5.15); D — 51 об'єкт, що морфологічно можна пов'язати з галактиками з полярними кільцями. Останню категорію можна розширити, наприклад, включити до неї систему Молочний Шлях—Магелланів Потік.

Структура більшості галактик із полярними кільцями — це композиція основної галактики раннього типу, яку оточено газовим і зоряним кільцем, приблизно перпендикулярним до площини основної галактики. Результати чисельного моделювання процесів близької взаємодії свідчать, що злиття масивних галактик відбувається за час, що становить приблизно 1 млрд років, при цьому найчастіше утворюється саме еліптична галактика. Кільцям властиві ознаки галактик пізнього типу: великий вміст водню, молоді зорі, блакитний колір. Якщо такі галактики знаходяться в рівновазі, то це є ключовим моментом у розгляді тривимірної форми з темною матерією в основній галактиці. Для пояснення утворення галактик із полярними кільцями, які розділено на два типи: злипання двох галактик, з яких принаймні одна багата газом; акреція основною галактикою маси зустрічної галактики, декілька механізмів запропоновано.

Вперше моделюваннями за сценарієм злипання займався Веккі (1997), враховуючи і газову, і зоряну компоненти. Показано, що дисипативне злипання двох багатих газом спіралей пізніх



типів спричиняє формування лінзоподібної S0-галактики з полярними кільцями: спіральна галактика, що входить в основну з боку її полярної осі (галактика-жертва), збуджує хвилі густини матерії, що поширюються зі середини назовні, у газовій компоненті жертви; наступна газова дисипація та зореутворення «драматично» перетворює галактику-жертву у полярні кільця.

Керуючись результатами спостережень, Reshetnikov & Sotnikova (1997) змоделювали процес пролітання багатою на газ спіралі в полярній області вільної від газу основної галактики. Виявилося, що в процесі тісного контакту основна галактика може захопити близько 10 % газу галактики-донора і цей газ за час $\sim 10^9$ років утворює в її полярній площині кільцеву структуру. Велика кількість газу в кільці зумовлює зореутворення, і кільце стає видимим в оптичному діапазоні. Авторам вдалося виявити залежність між розміром акреційного кільця і структурними параметрами центральної галактики, зокрема масою темної речовини. Показано, що існування дуже протяжних полярних кілець можна пояснити тільки в тому випадку, якщо центральні галактики мають масивні темні гало. Цей висновок підтверджено кінематичними дослідженнями інших галактик із полярними кільцями (вивченням руху газу та зорь на підставі результатів спектральних спостережень).

Темні гало галактик відіграють важливу роль під час формування не лише акреційних кільцевих структур, а й протяжних припливних утворень. На це вперше звернули увагу Dubinski et al. (1996): морфологічні характеристики припливних хвостів взаємодійних галактик, зокрема їх протяжність, визначаються, крім параметрів прольоту, також масою та розподілом прихованої речовини. Цей висновок засвідчено результатами дослідження системи NGC 4676 (Мишенята, рис. 5.12). Показано, що морфологію та кінематику протяжного, майже прямолінійного хвоста не можна пояснити без залучення потужних гало, що оточують обидві галактики, які беруть участь у взаємодії (Решетников і Сотникова, 1998). З використанням 6-метрового телескопа САО РАН отримали спектральні дані, згідно з якими на відстані від ядра галактики понад 40 кпк променеві швидкості випромінювання газу в хвості залишаються дуже великими (приблизно 300 км/с відносно ядра). За допомогою чисельного моделювання знайдено, що узгодженості з результатами спостережень можна досягти, тільки припустивши наявність у галактик системи ма-

сивних темних гало з відношенням маси гало до маси галактики в межах оптичного розміру хвоста, що дорівнює приблизно чотирьом; центральна частина такої системи звичайно не має газової складової.

Виникає питання, як з часом змінюється кількість взаємодійних галактик, які мають морфологію з полярними кільцями, та, чи було їх раніше більше, ніж тепер. У праці Lavery et al. (2004), ґрунтуючись на загально прийнятій думці про те, що наявність кільцевих структур зумовлена злипанням галактик, кількість кільцевих галактик оцінюють як функцію червоного зміщення. При цьому приймається степенева залежність кількості взаємодійних кільцевих галактик від червоного зміщення як $N(z) \propto (1+z)^m$. Автори розглянули вибірку 25 кандидатів у взаємодійні кільцеві галактики із переглянутих 162 зображень, отриманих Космічним телескопом Габбла. Виявилось швидко зростання кількості кільцевих галактик зі зростанням червоного зміщення. За оцінками авторів мінімальне значення $m = 5,2 \pm 0,7$ і на статистичному рівні 4σ вони відкидають гіпотезу про нееволюційність ($m = 0$) та слабку еволюційність ($m = 1-2$). Отримана суттєва еволюційна залежність кількості галактик із полярними кільцями від червоного зміщення потребує теоретичного пояснення деяких питань. Наприклад, по-перше, оскільки для утворення кільцевих систем із такою геометрією взаємодії потрібно майже лобове зіткнення з малим значенням відносного кутового моменту, то, чи означає велике значення параметра m те, що у минулому середній кутовий момент галактик був меншим. По-друге, чи потребує еволюційна залежність такої кількості кільцевих галактик, щоб багаті на газ дискові галактики необхідні потім для існування кільця та підтримки зореутворення в ньому, становили значно більшу частку населення поля при $z > 1$, ніж у Місцевому об'ємі.

5.5.4. Взаємодійні пари галактик

Ще у XVIII ст. В. Гершель помітив, що багато «білих туманностей» входять до складу подвійних і кратних систем. Виявилось, що деякі з таких туманностей навіть зв'язані перемичками, що слабо світяться. Особливо він відзначав систему M51 у Гончих Псах. Бааде у книзі «Еволюція зорь та галактик» писав, що він побився об заклад з Габблом на 20 доларів про те, хто з



них першим доведе, що вказана ним галактика є одиночною. Заклад ніхто не виграв, бо завжди біля вказаної галактики знаходилася інша, яка гравітаційно могла бути зв'язаною з першою. Лундмарк у 1920-х роках першим звернув увагу на важливість вивчення подвійних галактик — для визначення мас та функції світності. Він здійснив першу спробу скласти список фізично зв'язаних подвійних систем: за Лундмарком парою (у видимому діапазоні) вважалися дві галактики, у яких відстань між центрами не більша за розмір найбільшого компонента.

Перший каталог подвійних систем склав Холмберг у 1937 р. на підставі знімків, отриманих на астрографі Гейдельберзької обсерваторії (Німеччина). Він відібрав 837 систем, які вважав подвійними або кратними за такими умовами відбору: $r_{12} < 2(a_1 + a_2)$ — відстань між центрами галактик має бути меншою за подвоєну суму великих діаметрів галактик. Критерій відбору формулювався в термінах видимих розмірів, відстаней до галактик відомо було ще дуже мало. Тому парами (триплетами) галактик у цьому каталозі часто були фізично незв'язані галактики. Особливо погано працював цей критерій, коли один із компонентів був галактикою великих розмірів. Наприклад, M31 має діаметр 3° , тому всі галактики у колі, більшому за 6° , попадають у систему, а таких галактик (галактик фону) дуже багато. За критерієм Холмберга в подвійні системи не зараховувалися широкі пари або такі, що мають малі розміри. Як показали пізніше Зонн (1963) та Воронцов-Вельямінов зі співавторами (MCG, 1962—1968), близько 40 % пар галактик у каталозі Холмберга були фіктивними.

Після Холмберга подвійними та кратними системами займався Пейдж (вимірювання променевих швидкостей галактик каталогу Холмберга, визначення мас у подвійних системах, 1952—1970). Після створення Паломарського огляду з'явилися Атлас взаємодійних галактик Воронцова-Вельямінова (1959) і Атлас пекулярних галактик Арпа (1966), які містили яскраві приклади подвійних систем.

Над проблемою визначення фізичних пар галактик працював Караченцев, який увів динамічний критерій відокремленості: енергія гравітаційного зв'язку пари з будь-якою третьою галактикою має бути набагато меншою за гравітаційну енергію зв'язку пари між собою:

$$\frac{\frac{GM_1M_i}{r_{1i}} + \frac{GM_2M_i}{r_{2i}}}{\frac{GM_1M_2}{r_{12}}} = \frac{M_i r_{12}}{M_2 r_{1i}} + \frac{M_i r_{12}}{M_1 r_{2i}} < \varepsilon.$$

Однак застосувати цей критерій безпосередньо тоді було неможливо, оскільки маси галактик і просторові відстані на час дослідження були невідомі. Тільки зараз з'явилися каталоги з масовими визначеннями відстаней за методами Таллі—Фішера, фундаментальної площини тощо. Оскільки доводилося обходитися спостережуваними характеристиками (зоряними величинами m та кутовими відстанями x між галактиками), критерій Караченцева перетворився на такий:

$$\frac{x_{12}}{x_{1i}} 10^{0,4(m_2-m_i)} + \frac{x_{12}}{x_{2i}} 10^{0,4(m_1-m_i)} < \varepsilon.$$

Тут приймалося, що маси пропорційні світностям, тоді

$$\frac{M_i}{M_1} = \frac{L_i}{L_1} 10^{0,4(m_1-m_i)}.$$

Якщо у околі пари перевірялися лише яскравіші галактики та приймалося, що видимі відстані до третьої галактики є порівнянними, то критерій спрощувався:

$$\frac{x_{12}}{x_{1i}} 10^{0,4(m_2-m_i)} < \varepsilon \cdot 10^{0,4(m_1-m_2)}.$$

Крім цього критерію, який виявився не досить надійним, використовували інші, додаткові критерії:

$$\frac{x_{1i}}{x_{12}} \geq \frac{2}{\varepsilon} \frac{a_i}{a_1}, \quad \frac{x_{2i}}{x_{12}} \geq \frac{2}{\varepsilon} \frac{a_i}{a_2},$$

де $\xi a_{1,2} \leq a_1 \leq \lambda a_{1,2}$, і приймалося $\xi = 1/2$, $\lambda = 4$, $\varepsilon = 2/5$. Для складання каталогу Караченцев використовував зоряні величини з каталогу Цвіккі CGCG. Кутові відстані вимірювалися на картах POSS. Усього до каталогу увійшло 585 пар північного неба. Після виходу каталогу в 1972 р. було ініційовано програму вимірювання червоних зміщень для галактик у парах, яка завершилася в 1983 р. Результати дослідження було узагальнено (Караченцев,



1987), а з використанням червоних зміщень — перевірено критерії відбору: виявилось, що хибних пар у каталозі ~10—20 %.

На підставі результатів статистичних досліджень подвійних галактик дійшли таких основних висновків:

- порівняно з одиночними галактиками члени подвійних систем мають більший відсоток еліптичних галактик; їх відносна кількість зростає зі зменшенням відстані між компонентами;
- відношення маси (за орбітальним рухом) до світності M/L (у сонячних одиницях) змінюється від 10 у еліптичних парах до 4 у парах галактик пізніх типів;
- зовнішні ознаки взаємодії (перемички, хвости, спільні оболонки) виявлено в половині всіх пар; ознаки взаємодії не спостерігалися на відстанях між компонентами понад 110 кпк; хвости, перемички переважають у спіральних галактик, аморфні атмосфери (оболонки) — у еліптичних галактик;
- серед явно взаємодійних пар галактик удвічі більше об'єктів із активними ядрами, ніж серед явно невзаємодійних пар (підвищений приплив газу до ядра);
- показники кольору галактик у парах корелюють, що свідчить про однакові початкові умови утворення галактик у пари;
- процеси зореутворення в парах галактик активніші, ніж у одиночних: у парах 7,6 % блакитних об'єктів, а в одиночних — 1,4 %;
- просторова густина подвійних галактик становить ~0,12, тобто 24 % близького населення галактик є подвійними галактиками; при цьому багато пар є складовими груп галактик, причому пари розташовані переважно на периферії групи;
- напрямки обертання компонентів у парах не корелюють, 75 % всіх галактик у парах обертаються швидше за Молочний Шлях;
- оцінка частоти злиття за космологічний (габблівський) час становить $m = 1$, тобто кожна галактика має провзаємодіяти. Цю оцінку зроблено за умови, що стадія злиття триває 0,2 габблівського часу (3 млрд років); якщо прийняти менший час злиття, то подій злиття буде більше.

Центр скупчення галактик у Діві перетинає низка галактик, відома як Ланцюжок Маркаряна. Найпомітнішими в ній є дві взаємодійні галактики — NGC 4438 (на рис. 5.18, *a* ліворуч) і NGC 4435, відомі також як Очі. Відстань між двома галактиками, віддаленими від Землі приблизно на 15 Мпк, становить

близько 30 кпк. Припускається, що в минулому вони зближувалися до відстані всього 5 кпк. Гравітаційні припливи, що виникли при цьому зближенні, спричинили викиди зорь, газу і пилу з галактик. Масивніший NGC 4438 вдалося зберегти більшу частину речовини, отриманої під час зіткнення, тоді як менша галактика NGC 4435 втратила речовину.

Прикладом тісної взаємодії є пара спіральних галактик NGC 2207 і IC 2163 (рис. 5.18, б), які повільно тягнуться одна до одної, створюючи припливні потоки речовини, ударні фронти газу та смуги темного пилу, сплески зореутворення та потоки зорь, що залишають цю систему. Прогнозується, що більша галактика NGC 2207 (ліворуч), зрештою поглине меншу IC 2163 (праворуч) через декілька мільярдів років. Напрямок обертання меншої галактики приблизно 40 млн років тому міг змінитися на проти годинникової стрілки, і тепер вона дещо відстає від великої галактики. Простір між галактиками пари залишається достатньо великим, і зорі під час злиття галактик залишаються беззіштовхувальними.

Ще одним цікавим прикладом є галактика NGC 7252 (тип SB0), яка знаходиться на відстані 66 Мпк і утворилася внаслідок сильного зіткнення двох великих галактик ~1 млрд років тому.

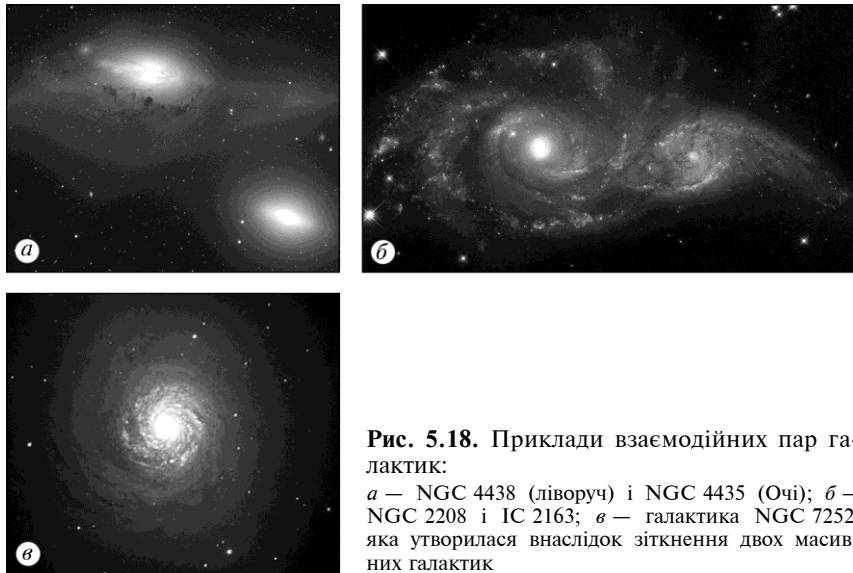


Рис. 5.18. Приклади взаємодійних пар галактик:
a — NGC 4438 (ліворуч) і NGC 4435 (Очі); *б* — NGC 2207 і IC 2163; *в* — галактика NGC 7252, яка утворилася внаслідок зіткнення двох масивних галактик



Зіткнення було тривалим, структура галактики вже стабілізувалася, — візерунок спіральних рукавів нагадує упорядковану структуру орбіт електронів навколо атомного ядра, тому цю галактику також називають Мирний атом. Цей висновок засвідчується наявністю понад 500 зоряних скупчень кулястої форми віком не менше за 0,5 млрд років, які спостерігаються в ній.

Чи є взаємодійною парою масивних галактик туманність Андромеди (M31) та Молочний Шлях і коли може відбутися зіткнення? Результати чисельного моделювання та теоретичних досліджень свідчать, що це трапиться через 4,5 млрд років (див., зокрема, одні з перших праць Cox & Loeb (2008) і Cowen (2012)). Згідно з розрахунками зорі та газ M31 буде видно неозброєним оком приблизно за 3 млрд років, зіткнення триватиме ~1—2 млрд років. Такі розрахунки мають обмеження: якщо радіальну швидкість M31 щодо Галактики, виміряну за спектральними лініями зорь M31, відомо і вона становить 120 км/с, то поперечну складову швидкості безпосередньо не можна виміряти. За результатами праці Loeb et al. (2005) і результатами нещодавніх вимірювань точних положень і власних рухів зорь M31 космічною обсерваторією «Gaia» вона не перевищує 100 км/с. Іншими словами, чи зіштовхнуться галактики чи розійдуться вздовж дотичної досі достовірно сказати неможливо, але їхні гало темної матерії зіштовхнуться.

За даними проекту AMIGA (Absorption Maps In the Gas of Andromeda) з дослідження навкологалактичного середовища M31 ($R_{vir} \simeq 300$ кпк) отримано дані про розміри зовнішнього газового шару цієї галактики в УФ-діапазоні: в деяких місцях він простягається приблизно на два мільйони світлових років від центру галактики. Це означає, що зовнішня частина туманності Андромеди вже починає зіткнення із зовнішньою частиною нашої галактики (Irving, 2020; Lehner et al., 2020). Імовірність вильоту Сонячної системи з диска Галактики під час першого етапу зіткнення оцінюється як 12 %, а ймовірність захоплення Андромедою — як 3 % (Cox & Loeb, 2008). На той час набагато більше значення для життя на Землі матиме еволюція Сонця і подальше перетворення його на червоного гіганта через 5—6 млрд років.

5.6. Радіогалактики

Як зазначалося в підрозд. 4.1, галактики з надлишком випромінювання у радіодіапазоні (до 10^{45} ерг/с) називають *радіогалактиками*. За морфологією вони поділяються на класи FR I і FR II (Fanaroff & Riley, 1974), окрім того, є і новий клас FR0 (Baldi et al., 2015).

У літературних джерелах 1970-х років (Пахольчик, 1973) під радіогалактиками розуміли взагалі позагалактичні радіоджерела. Для порівняльного описання інтенсивності позагалактичних радіоджерел використовувався так званий *радіоіндекс* (Воронцов-Вельямінов, 1972) $RI = m_R - m_{ph}$ (m_{ph} — фотографічна зоряна величина, m_R — зоряна величина в радіодіапазоні, яка визначається через спектральну густину радіопотоку на певній частоті ν : $m_R = -53,45 - 2,5 \log F_\nu$. Значення адитивної сталої відповідає частоті 158 МГц (частоті третього Кембриджського каталогу радіоджерел, 3С). Для нормальних галактик приймалося $RI > 0$, а для радіогалактик — $RI < 0$. Розділення за знаком радіоіндексу умовне, оскільки спостерігається поступовий перехід від нормальних галактик до радіогалактик. Наразі радіоіндекс майже не використовується.

Також часто приймається, що діапазон радіосвітності радіогалактик становить 10^{42} — 10^{44} ерг/с, а потужніших квазарів — 10^{43} — 10^{45} ерг/с. Більшість радіогалактик є гігантськими еліптичними галактиками, до них відносять також галактики з особливостями випромінювання ядра (зокрема, сейфертівські галактики).

Причиною потужного радіовипромінювання є викидання високоенергетичних частинок (протонів, електронів) з ядра галактик, де вони набувають значної енергії та розганяються до субсвітлових швидкостей. Радіовипромінювання виникає під час руху швидких електронів у магнітних полях — синхротронний механізм, при цьому випромінювання має високий ступінь лінійної поляризації (~10 %, для деяких структур до ~50 %).

5.6.1. Морфологічні особливості радіогалактик

Радіогалактики дуже різноманітні за своїми морфологічними властивостями. Джерела радіовипромінювання в них поділяють на два типи: протяжні та точкові. Первинними спостережними особливостями радіогалактик (та квазарів) є ядро



(точкове джерело), протяжні структури (lobes), джети та гарячі плями. Всі ці структури не завжди спостерігаються, морфологія може бути достатньо складною, щоб можна було впевнено їх виділити.

Радіоспектр *ядра* зазвичай є пласким ($\alpha_r = 0-0,5$), інколи від'ємним ($\alpha_r < 0$) та складним багатокomпонентним. За допомогою інтерферометрії з наддовгими базами ядро може розділитися на власне ядро (нерозділене), що має плаский спектр, та струменеподібну структуру з одного або декількох вузлів. Є також компактні джерела з крутим спектром та компактні подвійні джерела. Внесок ядра в повну радіосвітність змінюється від 1 % до майже 100 %. Радіоядра також демонструють змінність у певних випадках на часових масштабах діб.

Протяжні структури, які називають радіопелюстками або радіовухами (англ. radio-lobes), здебільшого спостерігаються симетрично з обох боків від центру й їх форма може бути викривленою. Розмір цих структур сягає від декількох кілопарсеків до декількох мегапарсеків у так званих GRG (Giant radio galaxies), тобто в гігантських радіогалактиках. Наприклад, розмір протяжних радіоструктур галактики 3C 236 становить ~ 4 Мпк. Спектр випромінювання є неперервним зі спектральним індексом $\alpha_r = 0,5-1$ (крутий спектр). Випромінювання є частково лінійно поляризованим (переважно до ~ 30 %, інколи навіть і більше). Ця обставина свідчить про те, що джерело є оптично тонким за розсіюванням на електронах. Протяжні структури інколи мають незвичні S- або Z-форми. Такі форми пояснюються як результат прецесії джетів, які переносять енергію від центрального джерела до віддалених ділянок. Світності обох радіовух типової радіогалактики зазвичай є порівнянними, хоча різниця може досягати чинника 2. Якщо джерело спостерігається з одним компонентом, то це зумовлюється тим, що подвійна структура так орієнтована до спостерігача, що компоненти накладаються один на одного.

Джети (струмені) є тонкими витягнутими структурами, що пов'язують компактні ядра зі зовнішніми областями і складаються з окремих яскравих ділянок, вузлів, розміром від сотень до кількох тисяч парсеків та/або майже однорідного випромінювання. Джети переносять енергію від активного ядра до протяжних областей. Розміри джетів сягають від парсеків до десятків

кілопарсеків. Більшість форм джетів можна поділити на такі типи: рівна тонка або широка викривлена лінія, неоднорідна викривлена структура. Джети знайдені для ~80 % усіх галактик класу FR I, при цьому кут їх розкриття 8° і більше. Клас FR II має джети у ~10 % випадків, але вони яскравіші за такі у FR I та більш колімовані — кут розкриття 4° і менше. Джети несиметричні за формою. Часто спостерігається лише один із двох джетів і в більшості джерел, де виявлено обидва: один з них набагато слабкіший за інший¹.

Гарячі плями (англ. hot spots) спостерігаються нечасто і є місцями максимумів інтенсивності випромінювання, розташованих біля зовнішніх меж протяжних структур. Їхні лінійні розміри сягають порядку кілопарсека, спектр є крутим, але пласкішим, аніж інтегральний спектр протяжного джерела. Гарячі плями інтерпретуються як місця, де джет, що йде від ядра, продукує ударну хвилю, в якій кінетична енергія струменя перетворюється на теплову. Найбільш енергетичні частинки, що при цьому утворюються, розсіюються по всій протяжній області, забезпечуючи в ній неперервний потік енергії. Для низки моделей, призначених пояснити виникнення гарячих плям, використовують в тій чи іншій модифікації явище диска Маха, яке виникає під час руху та поступового розширення надзвукового струменя, тиск в якому значно менший за тиск у навколишньому середовищі. Гарячі плями спостерігаються не завжди, хоча іноді є декілька максимумів інтенсивності.

У джетів також спостерігається підвищення інтенсивності у вузлах, іноді важко розрізнити вузли та плями, хоча в них різна фізична природа. Крім наведених морфологічних особливостей іноді вказують такі, як пір'я, хвости, мости, гало.

¹ Цей спостережний ефект пояснюється об'єднанням субсвітлових швидкостей та відповідного доплерівського ефекту. Нехай кут, під яким спостерігач бачить джет — θ ; F_1 та F_2 — потоки від джетів, відповідно від того, який наближається та віддаляється; α_r — степеневий спектральний радіоіндекс. Тоді

$$\text{спостережене відношення потоків визначатиметься як } \frac{F_1}{F_2} = \left(\frac{1 + \beta \cdot \cos \theta}{1 - \beta \cdot \cos \theta} \right)^{2+\alpha_r}.$$

Наприклад, за швидкостей $\beta = 0,95$, $\theta = 1^\circ$, $\alpha_r = 0,5$ отримаємо, що $F_1/F_2 \approx 2 \cdot 10^3$.

5.6.2. Найвідоміші радіоґалактики

Лебідь А — найпотужніше позаґалактичне джерело радіовипромінювання. У 1951 р. його було ототожнено з еліптичною ґалактикою 16-ї величини в сузір'ї Лебеда (див. рис. 4.4 і 5.19, *а*). Потужність радіовипромінювання цього джерела приблизно дорівнює потужності сумарного оптичного випромінювання зорь ґалактики. Червоне зміщення — $z = 0,057$. Газопиловий шар у центрі ґалактики роздвоєє оптичне зображення. ґалактика обертається навколо осі, що лежить у картинній площині та збігається з напрямком прямої, яка з'єднує два яскравих компоненти радіовипромінювання.

У 2015 р. за спостереженнями на VLA в цій ґалактиці відкрили ще одне джерело радіовипромінювання, яке було відсутнє на радіо картах 1989 р. (рис. 5.19). Однією з причин появи цього джерела може бути поновлена активність надмасивної чорної діри.

Центавр А — найближча до Землі (відстань 4 Мпк) радіоґалактика (NGC 5128) і найближча активна ґалактика. Протяжність радіозображення Центавра А сягає до 500 кпк. Радіосвітність протяжного джерела дорівнює близько 10^{42} ерг/с. На рис. 5.20

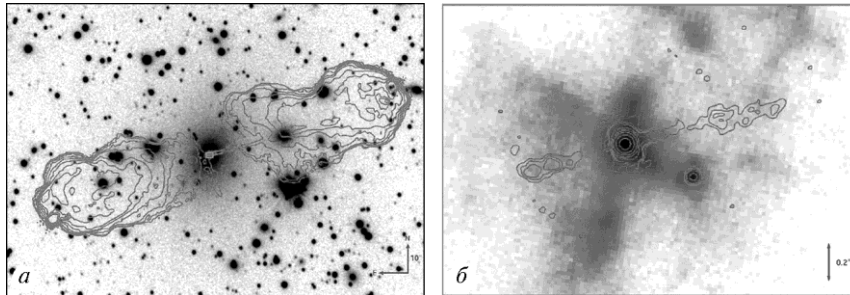


Рис. 5.19. Область на небі, зайнята Лебедем А (*а*) за даними телескопа «Gemini» (сірий колір), і контурні ізофоти структур джету та радіолобів на частоті 2 ГГц за даними VLA в листопаді 2015 р. (червоний); центральна частина — зелений квадрат. А також збільшена центральна частина Лебеда А (*б*) за даними обсерваторії «Кек» (сірий) і радіо контури на частоті 35 ГГц за даними VLA у жовтні 2016 р. (червоний); нове радіоджерело сферичної форми знаходиться на відстані $0,42''$ у напрямку захід—південний захід від ядра ґалактики. Стрілками вказано масштаб зображень у кутових мінутах (Perley et al., 2017)

показано внутрішню подвійну структуру джерела (приблизно в межах оптичного зображення). У самому центрі галактики знаходиться яскраве компактне радіоджерело, інтенсивність випромінювання якого різко зростає зі зменшенням довжини хвилі в сантиметровому та міліметровому діапазонах.

Глибоко всередині Центавра А знаходиться інша галактика. Центавр А — гігантська еліптична галактика з оптичним розміром приблизно 30 кпк з центральним конгломератом із зорь, пилу та газу, які, ймовірно, приховують надмасивну чорну діру. Композиція на рис. 5.20 комбінується з оптичним зображенням Центавра А з темною смугою, що перетинає пелюстки радіоemisії, та з інфрачервоним зображенням зі супутника ISO (червоний колір). Дані ISO надають інформацію про область розташування пилу, у якій, як виявляється, знаходиться перетнута спіральна галактика, розміри якої приблизно дорівнюють розмірам близької спіралі M33. Гігантська еліптична галактика може підтримувати форму цієї спіралі: речовина, яка перетікає вздовж спірального бара, «підгодовує» надмасивну чорну діру, яка живить радіопелюстки еліптичної галактики. Цей видимий тісний зв'язок між двома різними і неподібними галактиками є прикладом справжнього космічного симбіотичного зв'язку. Ймовірно, структура Центавра А утворилася внаслідок злипання двох галактик.

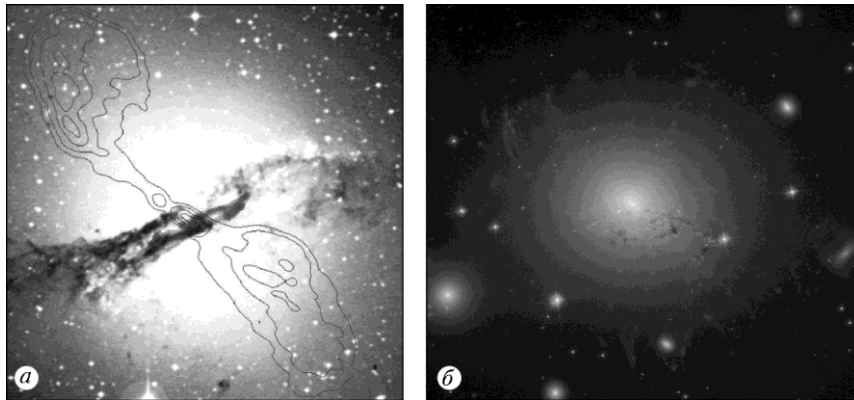


Рис. 5.20. Радіогалактика Центавр А (NGC5128) (а) (Credit: ESA/ISO, ISOCAM Team, I. F. Mirabel and O. Laurent (CEA/DSM/DAPNIA), et al.) та радіогалактика Персей А (NGC 1275) (б) (Credit: Data — Hubble Legacy Archive, ESA, NASA; Processing — Al Kelly)



Діва А (M87, NGC4486) — радіоджерело з порівняно невеликою радіосвітністю (10^{42} ерг/с), ототожене з масивною галактикою (типу cD), що знаходиться в сузір'ї Діви на відстані від Землі приблизно 15 Мпк (рис. 5.21). Галактика цікава тим, що з одного боку від ядра (центру) відбувається викид речовини з нього — джет, випромінювання якого має синхротронну природу (див. рис. 5.13). Довжина викиду становить близько $20''$ (1,5 кпк), він розділяється на окремі вузли (згущення) та випромінює не тільки у радіо-, а й в оптичному діапазоні. Свідченням синхротронної природи випромінювання джета є сильна лінійна поляризація видимого випромінювання (до 20—35 %) та радіовипромінювання (до 1217 %). Викид знаходиться всередині ширшого (близько $40''$) радіококона. Симетрично цьому радіоджерелу з протилежного боку від центру галактики є другий компонент радіовипромінювання, однак він майже не світиться в оптиці.

Однобічний вигляд викиду в Діві А є результатом послаблення видимого випромінювання згущень речовини, які з релятивістськими швидкостями викидаються ядром у напрямку, протилежному від спостерігача, на відміну від випадку, коли випромінювання та речовина поширюються в одному напрямку. Крім радіовикидів у двох протилежних напрямках, Діва А має протяжне радіоджерело розмірами $12' \times 16'$. Імовірно, що така структура пов'язана з рухом галактики через досить щільне міжгалактичне середовище скупчення в Діві. Надмасивну чорну діру в Діві А оцінюють як одну з найбільших у місцевому Всесвіті — $(6,6 \pm 0,4) \cdot 10^9 M_{\odot}$ (Гібхард та ін., 2011).

Піч А. Радіоджерело Піч А (NGC 1316) містить два великі компоненти складної структури розмірами близько 200 кпк кожний. Вважається, що джерела за морфологію відповідають залишкам поглинутих карликових галактик. Спіральна галактика на півночі може бути наступною «жертвою».

Персей А (NGC 1275) — активна радіогалактика, що є центральним, домінуючим членом великого скупчення Персея, яке знаходиться порівняно недалеко від Землі. Його вигляд в оптиці є дивовижним, а також він є джерелом Х-випромінювання. Наведене на рис. 5.20 комбіноване зображення з архівних даних Космічного телескопа Габбла відтворює філаменти довжиною ~ 7 кпк. Є думка, що філаменти в NGC 1275 підтримуються магнітними полями. Діаметр галактики NGC 1275 становить ~ 40 кпк і віддалена вона на ~ 100 Мпк.

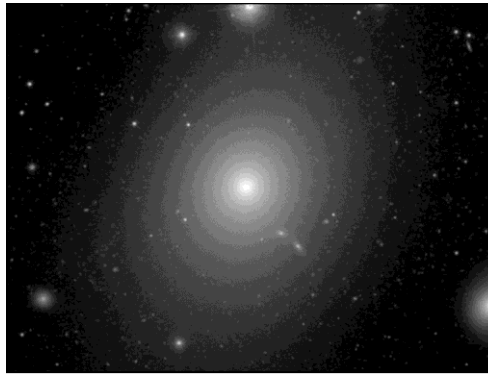
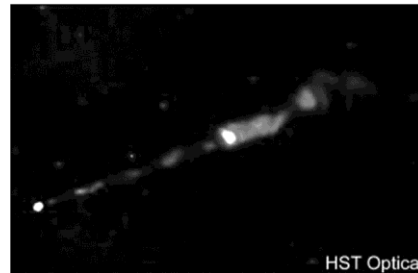
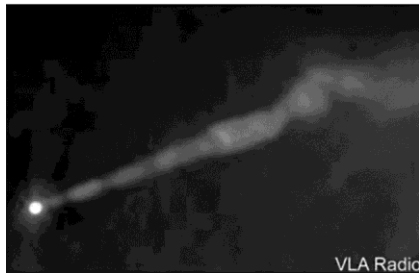
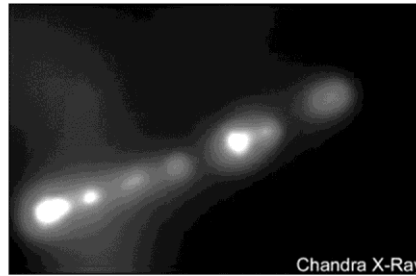


Рис. 5.21. Радіогалактика Діва А (М87) з джетом за даними обсерваторій «Chandra» (Х-діапазон), VLA (радіодіапазон), Космічний телескоп Габбла (оптичний діапазон) (див. також рис. 5.13)



З огляду на результати спектральних досліджень радіогалактики Персей А Р. Мінковський (1955) виявив у області зображення NGC 1275 сліди іншої галактики, яка падає на неї зі швидкістю 3000 км/с. Він висунув гіпотезу про лобове зіткнення галактик як механізму генерації радіовипромінювання. Згідно з нею газові складові галактик нагріваються під час зіткнення, пружно відскакують одна від одної та утворюють дві окремі радіообласті. Зоряні складові злипаються в одну гігантську галак-



тику. Вважалося, що так виникли всі подвійні джерела типу Лебідь А. В радіогалактиці Персей А зіштовхування відбувається за променем зору, тому радіолоби проєктуються один на одного, утворюючи єдину хмару. Проти гіпотези Мінковського виступив В.А. Амбарцумян, який доводив, що причиною радіовипромінювання є активність ядра (Пронік, 2007).

5.6.3. Класифікація радіогалактик

Протяжні радіогалактики поділяють на два класи: FR I, які характеризуються зменшенням радіояскравості від максимуму в центрі до зовнішніх країв; FR II, яким властивий розподіл яскравості, максимум якого знаходиться у бокових компонентах (радіопелюстках). Параметр розділення R_{FR} — відношення відстані між максимумами поверхневої радіояскравості на різних кінцях джерела до повного розміру джерела на найслабшій ізофоті. Якщо $R_{FR} < 0,5$, то джерело відносять до типу FR I, якщо $R_{FR} > 0,5$ — до FR II (підрозд. 4.1). Нагадаємо, що майже всі джерела зі світністю $L_{178 \text{ МГц}} \leq 2 \cdot 10^{25} h_{100}^{-2} \text{ Вт} \cdot \text{Гц}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}$ на частоті 178 МГц або $L_{5 \text{ ГГц}} \leq 7 \cdot 10^{23} h_{100}^{-2} \text{ Вт} \cdot \text{Гц}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}$ на частоті 5 ГГц (формули (4.2) і (4.3)) належать до класу FR I (Чіаберг та ін., 2000). Різницю в розподілі яскравостей для радіогалактик обох типів видно на рис. 5.22.

Поділ радіогалактик на ці два класи виявився вдалим. Потужніші галактики класу FR II успішно протистоять зовнішньому тиску, навіть перебуваючи в скупченнях галактик, а менш потужні радіогалактики в скупченнях галактик під впливом зовнішнього тиску набувають морфології типу FR I. Спочатку межа між FR II і FR I за радіосвітністю знаходилася на $P_{178 \text{ МГц}}^* = 2 \times 10^{26} \text{ Вт/Гц}$ (або $L_{178 \text{ МГц}}^* = 3,5 \cdot 10^{41} \text{ ерг/с}$). Однак пізніше було показано, що межа залежить від оптичної світності материнської галактики та від радіосвітності. Твердження про різні темпи космологічної еволюції у FR II і FR I виявилось помилковим.

У джерел типу FR I області з низькою яскравістю знаходяться далі від центру, ніж області з високою яскравістю (див. радіозображення 3C296 на рис. 5.22). На периферії спектри є крутішими, що свідчить про те, що частинки, які випромінюють, є найменш енергетичними. Джет може починатися біля ядра як однобічний, але через декілька кілопарсеків він стає двобічним з

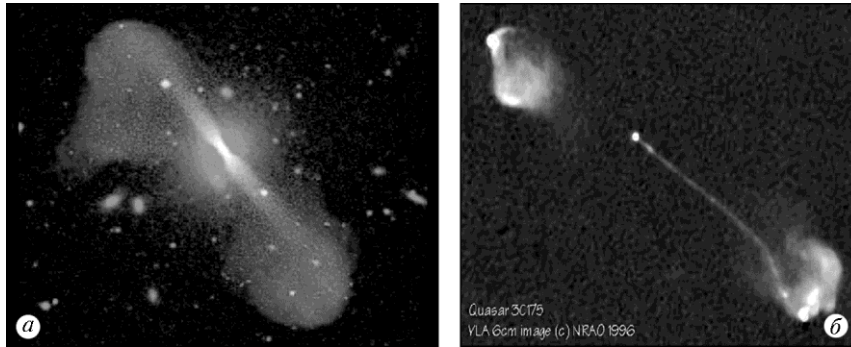


Рис. 5.22. Радіозображення радіоґалактики 3C296 типу FR I (a) ([http:// antwtp.gsfc.nasa.gov/apod](http://antwtp.gsfc.nasa.gov/apod) (Feb 26, 2002)) та радіозображення квазара 3C175 типу FR II (б) (<http://antwtp.gsfc.nasa.gov/apod> (Sept 5, 2001))

кутом розкриття, більшим за 8° . Джерела FR I ототожнюють із яскравими дифузними ґалактиками D або cD, які часто розташовуються у багатих скупченнях з надлишком X-випромінювання. Оскільки ґалактика рухається у такому газовому середовищі скупчення, то газ може лобовим тиском змінювати правильну структуру радіоджерела.

Типу FR II належать радіоджерела з гарячими плямами у протяжних структурах. Ядра та джети у таких джерел яскравіші, ніж у об'єктів FR I за абсолютною шкалою яскравостей (див., наприклад, радіозображення 3C175 на рис. 5.22). Джети мають малий кут розкриття (менше за 4°), зафіксовані менш ніж у 10 % радіоґалактик FR II, але майже в усіх квазарів. Джерела FR II ототожнюють здебільшого з гігантськими еліптичними ґалактиками. Оскільки існують великі різниці у морфології ґалактик FR I та FR II, то, ймовірно, що вони є суттєво різними об'єктами, не пов'язаними один з одним еволюційною послідовністю.

Біваріаційна класифікація. Класифікація радіоґалактик за співвідношенням (4.2) залежить від радіосвітності: більшість радіоґалактик, для яких воно виконується, належать до типу FR I, більшість ґалактик, для яких виконується протилежна нерівність — до типу FR II. Але розділення може бути точнішим, якщо розглядати розподіл об'єктів не тільки за радіосвітністю, а й за оптичною світністю. Для ілюстрації цього факту на рис. 5.23 подано біваріаційну класифікацію радіоджерел.

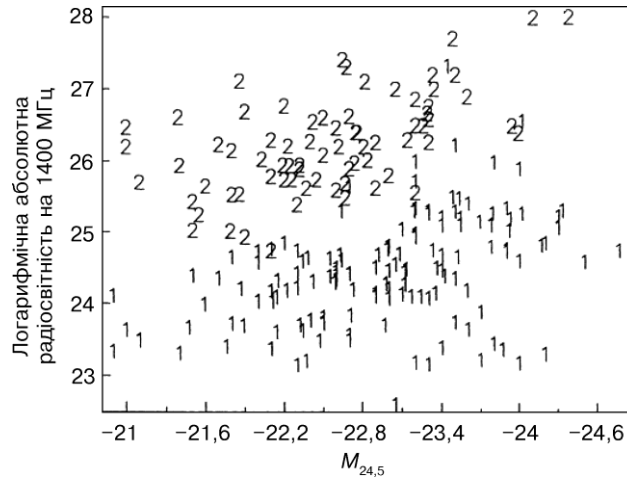


Рис. 5.23. Біваріаційна класифікація радіоґалактик за Оуеном і Ледлоу (1994). Уздовж осі x відкладено абсолютні зоряні величини у фільтрі R (у системі величин $M_{24,5}$). Радіоджерела типів FR I і FR II позначено відповідно як 1 і 2

Як видно з цього рисунка, обидва типи ґалактик розподілені в широкому діапазоні значень оптичної світності. Але для певного значення видимої абсолютної величини є окреме значення радіосвітності, що розділяє радіоґалактики на два типи, тобто межа розподілу в площині має нахил. Ця межа є достатньо чіткою, хоча спостерігається деякий перетин типів біля неї. Іноді вважається, що наявність нахиленої межі свідчить про можливий еволюційний зв'язок між об'єктами двох типів.

У 1999 р. Оуен запропонував ввести ще один тип радіоджерел — товсті подвійні (fat doubles), в яких джети майже не видимі, а протяжні структури мають вигляд великих радіолобів. До цього класу можна віднести радіоґалактики Діва А та Піч А (рис. 5.3 і 5.4). Властивості радіоджерел типу FR 0 подано в підрозд. 4.1.

Фізичні відмінності. Джети радіоґалактик типу FR II здебільшого є гладкими, часто однобічними та закінчуються гарячими плямами в добре окреслених протяжних компонентів. У радіоґалактик FR I джети є двобічними, а радіоструктури — спотвореними та кострубатими. Імовірно, що ця відмінність визна-

чається швидкістю потоків частинок від центрального джерела: у FR II потоки надзвукові, у FR I — субзвукові. В останньому випадку потоки стають сприйнятливими до спотворень у процесі взаємодії з середовищем. Є два протилежних погляди на різницю в швидкостях: 1) джети в усіх радіогалактиках (та квазарах) виникають у подібних «центральному двигунах», викидаються з релятивістськими надзвуковими швидкостями, але потім загальмовуються до субзвукових швидкостей, якщо середовище є достатньо щільним; 2) «центральному двигуни» у FR I і FR II різні за природою та продукують потоки відповідно зі субзвуковими та надзвуковими швидкостями.

Модель першого типу запропонував де Янг (1993), який як вихідне положення використав біваріаційну діаграму (див. рис. 5.7). Він зазначив, що для такої радіосвітності є межа в оптичних світностях. Вище за цю межу знаходяться лише джерела FR I, а нижче — FR II. Оскільки перехід між типами відбувається на певній радіосвітності, то немає великої різниці у механізмі продукування радіовипромінювання, тому відмінності між двома типами мають визначатися ефектами оточення. На думку де Янга, джети в FR I гальмуються на невеликих відстанях поза областю їх виникнення. Спочатку вони взаємодіють із речовиною оточення слабо та є невидимими, цим пояснюється розрив між ядром і початком джета, що часто спостерігається у FR I-джерелах. Далі струмінь попадає у щільне газове середовище та гальмується за рахунок передачі свого імпульсу газу оточення, якщо число Рейнольдса є великим. Достатня для цього густина газу в центральній частині галактики може підтримуватися втратами зорь частини маси, а також потоками за взаємодії галактики з іншими галактиками тощо. Але після гальмування струмінь має проходити великі відстані без перешкод, щоб не зникнути взагалі.

Другу модель розглядали Баум та ін. (1995). Припускалося, що «центральному машини» у FR I та FR II є суттєво різними. Обґрунтовується це припущення на підставі аналізування кореляцій між радіосвітністю, світністю в емісійних лініях і видимою світністю радіогалактик. Такі відмінності виявлено між джерелами двох типів:

1. У галактиках з однаковими зоряними величинами або з однаковими радіосвітностями (як повними, так і радіосвітностями ядра) в об'єктів FR II яскравіші емісійні лінії. Радіогалактики FR II на порядки яскравіші в лініях, ніж радіоспокійні галакти



ки з тією самою оптичною абсолютною величиною, тоді як радіогалактики FR I та радіоспокійні галактики однієї зоряної величини мають порівнянні потужності випромінювання в лініях.

2. Випромінювання в лініях для радіогалактик FR I корелює з їх абсолютною зоряною величиною. Для радіогалактик FR II така кореляція не спостерігається.

Світність в емісійних лініях корелює з радіосвітністю (як повною, так і радіосвітністю ядра) для об'єктів обох типів, але регресійні залежності для них різні.

З огляду на ці властивості Баум та ін. (1995) припускали принципову різницю між «центральною двигунами» радіогалактик FR I та FR II: машини першого типу дають значно менше іонізованого випромінювання та переводять більшу частину їх повної енергії в кінетичну енергію джетів. Приймаючи, що «центральним двигуном» є акреція на надмасивну чорну діру, джерела FR I утворюються, коли акреція є меншою та кутовий момент обертання чорної діри є досить низьким. Джерела FR II, навпаки, утворюються за порівняно високих темпів акреції та більшій швидкості обертання чорної діри. Різниця в швидкості обертання зумовлює відмінності швидкостей частинок у джетах. Швидке обертання спричиняє надзвукові швидкості об'єктів FR II, а повільніше — субзвукові. Ця відмінність у властивостях джетів призводить до різної взаємодії з навколишнім середовищем, що зумовлює різну морфологію зон радіовипромінювання. Якщо припустити, що з часом темп акреції зменшується, то можливим є перехід об'єктів FR II у об'єкти FR I. Це, до речі, узгоджується зі спостережним фактом, що об'єкти FR II спостерігаються в далеких скупченнях галактик, а об'єкти FR I — у ближчих.

5.7. Радіовластивості квазарів

Важливість відкриття квазарів стала зрозумілою відразу. Зельдович і Новіков (1964) та незалежно Салпітер (1964) припустили, що там знаходяться чорні діри великих мас, набагато більших за сонячні. Ставало дедалі очевиднішим, що дійсно, з матерією пов'язана колосальна енергія, яка зменшується в полі дуже глибокого гравітаційного потенціалу, створеного надмасивною чорною дірою.

Найяскравішому квазару 3C273, який інтенсивно вивчали з часу відкриття (1963), властиві якщо не всі, то більшість властивостей, притаманних АЯГ. Дійсно, 3C273 є радіогучним квазаром, має джет, уздовж якого згустки речовини викидаються з ядра, а також великі варіації потоку на всіх довжинах хвиль, а його радіоструктури простягаються на значні відстані. Екваторіальні координати 3C273 є такими: $\alpha_{2000} = 12^h 29^m 06^s,7$, $\delta_{2000} = +02^\circ 03' 08''$, а галактичні — $l = 289^\circ,95$, $b = +64^\circ,36$. Значна галактична широта сприяє спостереженням малого поглинання газом і пилом у Галактиці, зоряна величина у B -фільтрі дорівнює $12,9^m$, $z = 0,158$ (Верон-Сетті та Верон, 1996). Після відкриття 3C273 як незвичайного об'єкта наявні на той час колекції фотоплатівок використали для отримання його кривих блиску. За Гарвардськими (Сміт та Гофлейт, 1963) та Пулковськими (Шаров та Єфремов, 1963) платівками встановлено, що об'єкт має варіації блиску приблизно на чинник 2 у минулі десятиріччя, хоча в сучасних даних таких варіацій не спостерігалось. Але незабаром виявили варіації радіопотоку в одного з компонентів 3C273 (Дент, 1965).

Помічено, що розподіл енергії в континуумі в 3C273 охоплює всі відомі смуги електромагнітного спектра, в яких проводяться спостереження. Емісія є такою, що приблизно однакові енергії спостерігаються в різних частинах спектра. Такий висновок став можливим після детектування Х-випромінювання від 3C273 (Фрідман і Байрем, 1967) та спостереження інфрачервоного потоку (Пахольчик і Вейман, 1968). Низькочастотні (між 4,8 і 14,5 ГГц) радіоспостереження декількох квазарів, включаючи 3C273, провели в Радіоастрономічній обсерваторії університету Мічиган (UMRAO) (Аллер та ін., 1985). Подальший моніторинг на низьких частотах 2,7 та 8,1 ГГц виконували протягом 1979—1987 рр. (Вальтман та ін., 1991). Основною характеристикою низькочастотного випромінювання є потік понад 40 Ян з лінійною поляризацією 2 %. Крива блиску має широкий мінімум у 2 роки поблизу 1980 р. На 14,5 ГГц потік зменшується на чинник 2 у найглибшій точці (рис. 5.24).

Результати спостережень на Космічному телескопі Габбла підтвердили дані наземних спостережень (Бекол та ін., 1997). Материнська для 3C273 галактика належить класу E4, її світність на 3 величини менша за видиму світність квазара. Згідно з оцінками ця галактика є більш світною, ніж найбільш світні галактики в

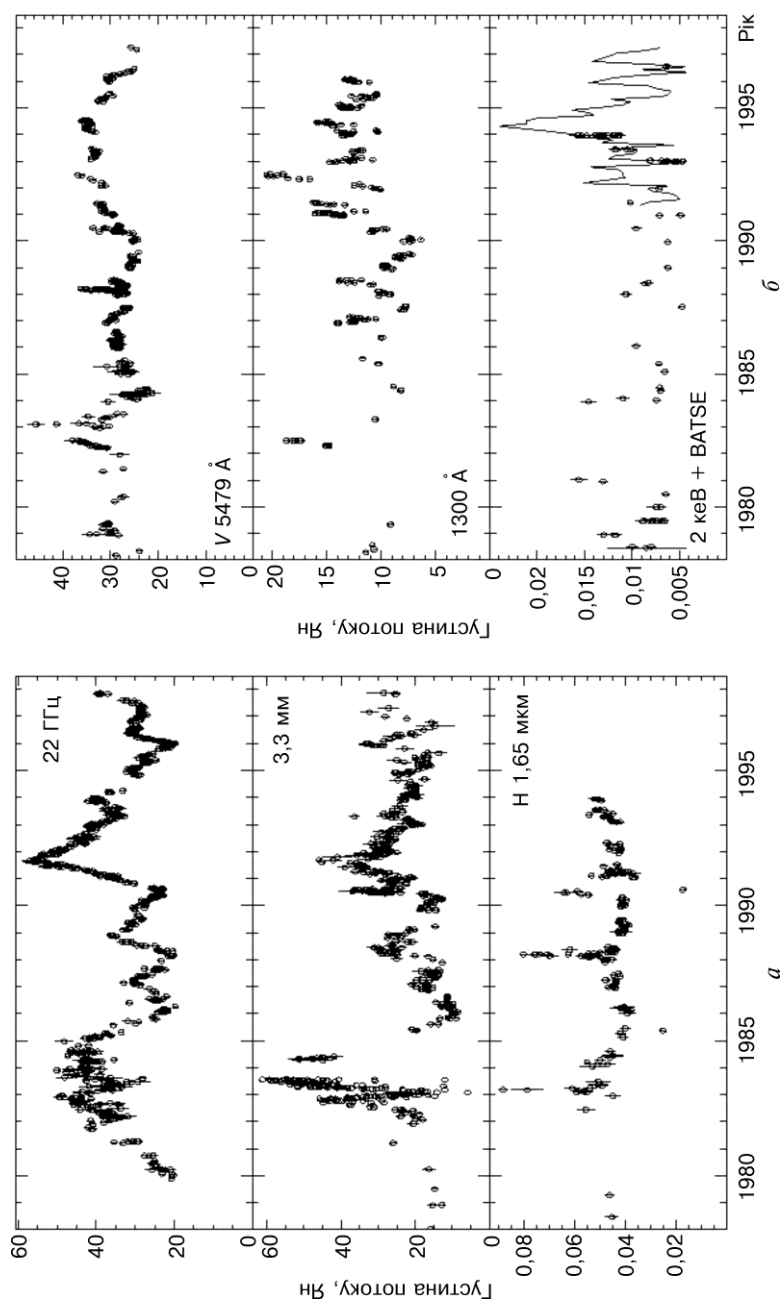


Рис. 5.24. Крива блиску 3C273 (потік як функція часу) на радіочастотах і в ІЧ-смузі (а) та у видимій, ультрафіолетовій і рентгенівській смугах (б). Неперервна лінія на нижній панелі (б) — екстраполяція до 2 кеВ кривої світності BATSE з використанням усередненого спектрального індексу

скупченнях галактик. Довжина великої осі дорівнює приблизно $30''$, що відповідає ~ 100 кпк на $z = 0,158$.

Морфологію квазарів у радіодіапазоні так само, як і радіогалактик, описують у термінах двох компонент, протяжної компоненти, тобто просторово розділеної, та компактної — просторово нерозділеної (з розділенням $1''$). У цих компонент різні спектральні характеристики, хоча синхротронний механізм працює в обох випадках. Є також третя компонента — релятивістський джет.

Протяжна компонента звичайна є подвійною, з двома пелюстками радіоемісії, що більш-менш симетрично розташовані з обох боків від оптичного квазара або центру галактики. Протяжність радіопелюстків може сягати декількох мегапарсеків. Положення оптичного квазара часто збігається з положенням компактного джерела (точкового джерела). Головна різниця між протяжним і точковим джерелом полягає в тому, що перше з них є оптично тонким для синхротронного радіовипромінювання, а друге — ні. Квазари належать до типу FR II. Характеристики компактних джерел є суттєво відмінними від характеристик протяжних джерел. Оцінки верхніх меж розмірів за допомогою VLBI становлять $\sim 0,01$ пк, а іноді $\sim 0,001$ пк.

На відміну від спектра протяжного джерела, для точкового джерела спектральний індекс α менший за 1, тобто спектр є плоскішим. Коефіцієнт трансформації кінетичної енергії газу під час акреції у випромінювання є дуже високим ($\sim 0,06$). Відносна інтенсивність випромінювання протяжного, компактного та точкового джерела змінюється з частотою, а також від об'єкта до об'єкта. Варіації з частотою пояснюються різними залежностями від частоти спектральної густини для компонентів квазара. Зазначимо, що варіації від об'єкта до об'єкта принаймні частково визначаються орієнтацією об'єкта.

СПИСОК РЕКОМЕНДОВАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

Агекян Т.А. Звезды, галактики, Метагалактика. 3-е изд., перераб. и доп. М.: Наука, 1981. 416 с.

Александров А.Н., Вавилова И.Б., Жданов В.И. и др. Общая теория относительности: признание временем. Київ: Наукова думка, 2015. 332 с.

Александров Ю.В. Астрофізика: навчальний посібник для студентів напряму «Фізика» класичних університетів. Харків: ХНУ ім. В.Н. Каразіна, 2014. 216 с.

Альберт Эйнштейн и теория гравитации. Сборник статей. М.: Мир, 1979. 592 с.

Андрієвський С.М., Климишин І.А. Курс загальної астрономії: Навч. посібник. Одеса: Астропринт, 2007. 476 с.

Андрієвський С.М., Кузьменков С.Г. Ядерна астрофізика: навчальний посібник. <http://dspace.onu.edu.ua:8080/handle/123456789/33025>

Астрономічний енциклопедичний словник; за ред. І.А. Климишина, А.О. Корсунь. Львів, 2003. 548 с.

Бааде В. Эволюция звезд и галактик. М.: УРСС, 2002.

Барьяхтар В.Г., Болотин Ю.Л., Тур А.В., Яновский В.В. Физическая ткань Вселенной. Харьков: «ИСМА», 2010. 512 с.

Бескин В.С. Гравитация и астрофизика. М.: Физматлит, 2009. 160 с.

Бисноватый-Коган Г.С. Релятивистская астрофизика и физическая космология. М.: КРАСАНД, 2012. 376 с.

Блиох П.В., Минаков А.А. Гравитационные линзы. Київ: Наукова думка, 1989. 240 с.

Богородский А.Ф. Всемирное тяготение. Київ: Наукова думка, 1971. 352 с.

Болотин Ю.Л., Ерохин Д.А., Ивашкевич Г.И., Лемец О.А., Черкасский В.А. Современная космология. Динамика вселенной в задачах. Київ: Наукова думка, 2010. 256 с.

Брауде С.Я., Конторович В.М. Радиоволны рассказывают о Вселенной. 2-е изд., испр. и доп. К.: Академперіодика, 2005. 283 с.

- Вавилова І.Б. Астрономія. Українська культура XX — початку XXI століть, за ред. М.Г. Жулинського. К.: Наукова думка, 2014. Том 5, книга 3. 950 с.
- Вавилова І.Б. Великомасштабна структура Всесвіту. Київ: Вид-во Київського ун-ту, 1998. 108 с.
- Верскер Г.Л., Келлерманн К.И. Галактическая и внегалактическая радиоастрономия; [пер. с англ.]. М.: Мир, 1976. 624 с.
- Верходанов О.В., Парийский Ю.Н. Радиогалактики и космология. М.: Физматлит, 2009. 304 с.
- Вильковский Э.Я. Квазары и активность ядер галактик. М.: Наука, 1985. 176 с.
- Воронцов-Вельяминов Б.А. Внегалактическая астрономия. М.: Наука, 1972. 464 с.
- Воронцов-Вельяминов Б.А. Внегалактическая астрономия. Развитие астрономии в СССР 1917—1967 гг. М.: Наука, 1967. 476 с.
- Воронцов-Вельяминов Б.А. Внегалактическая астрономия: Учеб. пособие. 2-е изд., перераб. и доп. М.: Наука, 1978. 480 с.
- Горбацкий В.Г. Введение в физику галактик и скоплений галактик. М.: Наука, 1986. 256 с.
- Горобець Ю.І., Кучко А.М., Вавилова І.Б. Фрактальна геометрія у природознавстві. Київ: Наукова думка, 2008. ftp://ftp.mao.kiev.ua/pub/irivav/gorobets_kuchko_vavilova_fractal_geometry_in_natural_sciences.pdf
- Гуревич Л.Э., Чернин А.Д. Происхождение галактик и звезд. 2-е изд. М.: Наука, 1987. 192 с.
- Дорошкевич А.Г., Ефремов Ю.Н., Засов А.В. и др. Происхождение и эволюция галактик и звезд; под ред. С.Б. Пикельнер. М.: Наука, 1976. 408 с.
- Ефремов Ю.Н. В глубины Вселенной. 3-е изд., перераб. и доп. М.: Наука, 1984. 224 с.
- Ефремов Ю.Н. Звездные острова: Галактики звезд и Вселенная галактик. Фрязино: Век 2, 2005. 272 с.
- Ефремов Ю.Н. Млечный Путь. Фрязино: Век 2, 2006. 64 с.
- Жданов В.І. Вступ до теорії відносності: навч. посібник. Київ: ВПЦ «Київський університет», 2008. 287 с.
- Жданов В.І., Гнатик Б.І., Гнатик Р.Б. Вибрані питання космічної газодинаміки. Київ: ВПЦ «Київський університет», 2020. 188 с.
- Засов А.В. Карликовые галактики. М.: Знание, 1984. 64 с.
- Засов А.В., Постнов К.А. Общая астрофизика: учеб. пособие. Фрязино: Век 2, 2006. 496 с.
- Захожай В.А., Захожай О.В. Основы элементарной астрономии: навчальний посібник. Харків: ХНУ імені В.Н. Каразіна, 2021. 232 с.
- Зельдович Я.Б., Новиков И.Д. Строение и эволюция Вселенной. М.: Наука, 1975. 736 с.
- Зонн В. Галактики и квазары. М.: Мир, 1978. 248 с.
- Івченко В.М., Решетник В. Радиоастрономія: навчальний посібник для студентів фізичного факультету. Київ: Київський національний університетімені Тараса Шевченка, 2021. 248 с.
- Каплан С.А. Элементарная радиоастрономия. М.: Наука, 1966. 280 с.



- Караченцев И.Д. Двойные галактики. М.: Наука, 1986.
- Климишин И.А. Релятивистская астрономия. М.: Наука, 1983. 208 с.
- Климишин І.А. Історія астрономії. Івано-Франківськ: ІФТКДІ, 2000. 652 с.
- Климишин І.А., Дубицький І.М. Основи космології. Івано-Франківський Теологічно-катехитичний духовний інститут, 1999. 147 с.
- Колчинский И.Г., Корсунь А.А., Родригес М.Г. Астрономы. Биографический справочник. Київ: Наукова думка, 1986. 512 с.
- Корсунь А.О. Вимір часу від давніх давен до сучасності. Київ: Техніка, 2009. 176 с.
- Космология: теория и наблюдения: под ред. Я.Б. Зельдовича и И.Д. Новикова. М.: Мир, 1978. 468 с.
- Крупномасштабная структура Вселенной: под ред. М. Лонгейра и Я. Эйнасто. М.: Мир, 1981.
- Кудря Ю.М., Вавилова І.Б. Позагалактична астрономія. Книга 1. Галактики: основні фізичні властивості. Київ: Наукова думка, 2016. 344 с. <http://mao.kiev.ua/biblio/mono/pzastr.pdf>
- Куликовский П.Г. Звездная астрономия. М.: Наука, 1978. 256 с.
- Курт Р. Введение в звездную статистику. М.: Мир, 1969. 224 с.
- Кутузов С.А., Марданова М.А., Осипков Л.П. Математические методы моделирования галактик. СПб.: СОЛО, 2012. 114 с.
- Ленг К. Астрофизические формулы. М.: Мир, 1978.
- Лонгейр М., Эйнасто Я. Крупномасштабная структура Вселенной. М.: Мир, 1981. 520 с.
- Лукаш В.Н., Михеева Е.В. Физическая космология. М.: Физматлит, 2012. 404 с.
- Мак-Витти Г. Общая теория относительности и космология. М.: Изд-во иностр. лит., 1961. 264 с.
- Марочник Л.С., Сучков А.А. Галактика. М.: Наука, 1984. 392 с.
- Минаков А.А., Тырнов О.Ф. Статистическая радиофизика. Харьков: Харьковский национальный университет, 2003. 539 с.
- Миттон С. Исследование галактик. М.: Мир, 1980. 250 с.
- Мишенина Т.В. Галактика, строение и обогащение химическими элементами. Одесса: Астропринт, 2017. 168 с.
- Млодінов Л., Гокінг С. Найкоротша історія часу. Харків: Книжковий клуб «Клуб Сімейного Дозвілля», 2016. 160 с.
- Наблюдательные основы космологии; под ред. П. Шнейдера и В. Босоло. М.: Мир, 1965. 372 с.
- Новосядлий Б. С. Структура й еволюція Всесвіту. Львів, ЛНУ імені Івана Франка, 2019. 159 с.
- Огородников К.Ф. Динамика звездных систем. М.: Физматгиз, 1958. 627 с.
- Осипков Л.П. Общие принципы математического моделирования звездных систем: Учеб. пособие. СПб.: СОЛО, 2010. 102 с.
- Парновский С.Л., Парновский А.С. Введение в современную космологию. Київ: Наукова думка, 2013. 150 с.

- Парновський С., Парновський О. Як влаштовано Всесвіт. Вступ до сучасної космології. Львів: Видавництво Старого Лева, 2018. 248 с.
- Пиблс Ф.Дж.Э. Структура Вселенной в больших масштабах. М.: Мир, 1983. 408 с.
- Пилюгин Л.С. Ионизованный газ в галактиках: физическое состояние и химический состав. Київ: Наукова думка, 2013. 288 с.
- Рапопорт Ю.Г., Грицай А.В. Нелінійні хвильові процеси в плазмі: навчальний посібник. Київ, Друкарник, 2020. 156 с.
- Решетников В.П. Поверхностная фотометрия галактик. СПб., 2002. 152 с.
- Риглер Г., Блендфорд Р. Центр Галактики. М.: Мир, 1984. 272 с.
- Рольфс К. Лекции по теории волн плотности. М.: Мир, 1980. 208 с.
- Рузмайкин А.А., Соколов Д.Д., Шукуров А.М. Магнитные поля галактик. М.: Наука, 1988. 280 с.
- Рябов М.І., Мурніков Б.О., Кабанова Т.І. Словник термінів з радіоастрономії. Одеса: Одеський національний університет імені І.І. Мечникова, 2017. 138 с.
- Струве О., Зеберс В. Астрономия XX века. М.: Мир, 1968.
- Сурдин В. Большая энциклопедия астрономии. М.: Эксмо, 2013. 480 с.
- Сучков А.А. Галактики знакомые и загадочные. М.: Наука, 1988. 192 с.
- Тейлер Р.Дж. Галактики: Строение и эволюция. М.: Мир, 1981. 223 с.
- Товмасын Г.М. Внегалактические источники радиоизлучения. М.: Наука, 1986. 240 с.
- Физика космоса. Маленькая энциклопедия; под ред. Р.А. Сюняева. М.: Советская энциклопедия, 1986. 784 с.
- Хван М.П. Неистовая Вселенная: От Большого взрыва до ускоренного расширения, от кварков до суперструн. М.: ЛЕНАНД, 2006. 408 с.
- Чандресекар С. Математическая теория черных дыр. В 2-х частях. М.: Мир, 1986.
- Черепашук А.М., Чернин А.Д. Вселенная, жизнь, черные дыры. Фрязино: Век 2, 2007. 320 с.
- Черепашук А.М., Чернин Ю.Д. Горизонты Вселенной. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2005. 372 с.
- Чеснок Н.Г. Обробка спектрів та позагалактичних об'єктів за допомогою програмного забезпечення VOSpec. Київ: ВАІТЕ., 2010.
- Численное моделирование в астрофизике; под ред. Дж. Сентрелла, Дж. Пибланка, Р. Бауэрс. М.: Мир, 1988. 384 с.
- Шайн Г.А. Избранные труды. Київ: Наукова думка, 2012. 631 с.
- Шепли Х. Галактики. М.; Л.: Гостехиздат, 1947. 226 с.
- Шкловский И.С. Космическое радиоизлучение. М.: Госиздат технико-теоретической литературы, 1956. 492 с.
- Шкловский И.С. Проблемы современной астрофизики. 2-е изд., доп. М.: Наука, 1988. 256 с.
- Яцків Я.С., Александров О.М., Вавилова І.Б. та ін. Загальна теорія відносності: горизонти випробувань. Київ: ГАО НАН України, 2013. 264 с.
- Arny T.T. Explorations. An Introduction to Astronomy. Mosby-Year Book, 1996. 582 p.



- Binggeli B., Sandage A., Tammann G.A. The luminosity function of galaxies. *Annu. Rev. Astron. Astroph.* 1988. Vol. 26. P. 509—560.
- Blitz L. The Center, Bulge, and Disk of the Milky Way. Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 1992. 167 p.
- Buta R.J. Galaxy morphology. arXiv: 1304.3529.
- Courteau S. et al. Galaxy masses. arXiv: 1309.3276.
- Driver S. Beyond the galaxy luminosity function. *Publ. Astron. Soc. Austr.* 2004. Vol. 21, Issue 4. P. 344—351.
- Feigenson E.D., Babu G.J. Statistical Challenges in Modern Astronomy. Springer-Verlag, 1993. 345 p.
- Hall P.B. Extragalactic Astronomy Activities Manual. Kendall Hunt Publishing. 3rd edition. 2017.
- Hubble E. The Realm of the Nebulae. [Серія: (Dover Books on Science)] 2nd ed. New York: Dover Public., 1958. 208 p.
- Jacoby G.H., Branch D., Ciardullo R. et al. A critical review of selected techniques for measuring extragalactic distances. *Publ. Astron. Soc. Pac.* 1992. Vol. 104, N 678. P. 599—662.
- Lang K.R. Astrometry and Cosmology. *Astrophysical Formulae. A Compendium for the Physicist and Astrophysicist*. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, New York, 1980. P. 493—612.
- Martin P.G. Cosmic Dust: Its Impact on Astronomy. Oxford, Clarendon Press, 1978. 266 p.
- Mould J. Review of the Local Group distance scale. *The extragalactic distance scale. Proc. ASP 100th Ann. Symp.* San Francisco, CA: Astron. Soc. Pac. 1988. P. 32—39.
- Novosyadlyj B., Pelykh V., Shtanov Yu., Zhuk A. Dark Energy: Observational Evidence and Theoretical Models. Vol. 1. Dark energy and dark matter in the Universe; Ed. V. Shulga. Київ: Akademperiodyka, 2014. 380 p.
- Oswalt T.D., Keel W.C. Planets, Stars and Stellar systems. Vol. 6. Extragalactic Astronomy and Cosmology. Springer Science + Business Media, Dordrecht, 2013. 690 p.
- Oswalt T.D., Keel W.C. Planets, Stars and Stellar Systems. Vol. 6: Extragalactic Astronomy and Cosmology. Springer reference, 2013.
- Pacholczyk A.G. Radio astrophysics; Nonthermal processes in galactic and extragalactic sources. W.H. Freeman, 2017. 269 p.
- Pagel B.E.J. Nucleosynthesis and Chemical Evolution of Galaxies. Cambridge Univ. Press, 1997. 378 p.
- Peebles P.J.E. Principles of Physical Cosmology. New Jersey: Princeton Univ. Press, 1993. 718 p.
- Perlmutter S., Aldering G., Deustua S. et al. (The Supernova Cosmology Project) Cosmology from Type Ia Supernovae. astro-ph/9812473.
- Perlmutter S., Aldering G., Goldhaber G. et al. (The Supernova Cosmology Project) Measurements of Ω and Λ from 42 High-Redshift Supernovae. *Astroph. J.* 1999. Vol. 517. P. 565 (astro-ph/9812133).
- Poggianti B.M. K and evolutionary corrections from UV to IR. *Astron. Astroph. Suppl. Ser.* 1997. Vol. 122. P. 399—407.
- Rentar N. Extragalactic Astronomy. Create Space Independent Publishing Platform, 2017. 128 p.

Reviews in Modern Astronomy. Vol. 11. Stars and Galaxies; Ed. R.E. Schielicke. Hamburg: Astronomische Gesellschaft, 1998. 389 p.

Reviews in Modern Astronomy. Vol. 13. New Astrophysical Horizons; Ed. R.E. Schielicke. Hamburg: Astronomische Gesellschaft, 2000. 269 p.

Reviews in Modern Astronomy. Vol. 18. From Cosmological Structures to the Milky Way; Ed. S. Röser. Weinheim: WILEY-VCH Verlag, 2005. 259 p.

Reviews in Modern Astronomy. Vol. 21. Formation and Evolution of Cosmic Structures; Ed. S. Röser. Weinheim: WILEY-VCH Verlag, 2009. 283 p.

Salaris M., Cassisi S. Evolution of Stars and Stellar Populations; 1st Edition. Wiley, 2005. 400 p.

Schneider P. Extragalactic Astronomy and Cosmology. An Introduction. Springer Verlag, Berlin Heidelberg, 2006. 457 p.

Schneider P. Extragalactic Astronomy and Cosmology. An Introduction. Springer, 2015. 581 p.

Shulga V.M., Zhdanov V.I., Alexandrov A.N. et al. Dark Matter: Astrophysical aspects of the problem. Vol. 2. Dark energy and dark matter in the Universe; Ed. V. Shulga. K.: Akadempriodyka, 2014. 356 p.

Tully R.B., Fouque P. The extragalactic distance scale. I. Corrections to fundamental observables. *Astroph. J. Supp. Ser.* 1985. Vol. 58. P. 67–80.

Turatto M. Classification of Supernovae. *Lect. Not. Phys.* 2003. Vol. 598. P. 21–36.

Vavilova I.B., Bolotin Yu.L., Boyarsky A.M. et al. Dark matter: Observational manifestation and experimental searches. Vol. 3. Dark energy and dark matter in the Universe; Ed. V. Shulga. K.: Akadempriodyka, 2015. 376 p.

Verschuur G.L., Kellermann K.I. Galactic and Extragalactic Radio Astronomy. Textbook, Springer, 1988.

Webb J.R. Extragalactic Astrophysics (Second Edition). IOP Publishing Ltd, 2022. <https://iopscience.iop.org/book/mono/978-0-7503-3551-5>

Електронні ресурси: Encyclopedia of Astronomy and Astrophysics (2002); Астронет; Вікіпедія

А

Айнштайн Альберт (нім. Albert Einstein, 14 березня 1879, Ульм, Німеччина — 18 квітня 1955, Принстон, США) — один з найвидатніших фізиків XX ст. Лауреат Нобелівської премії з фізики (1921) за теорію фотоефекту. Створив спеціальну (1905) і загальну (1907—1916) теорії відносності; у рамках теорії відносності обґрунтував закон взаємозв'язку маси і енергії. Автор засадничих праць із квантової теорії: ввів поняття фотона, встановив закони фотоефекту, основний закон фотохімії (закон Айнштайна), передбачив (1916) вимушене випромінювання. Розвинув статистичну теорію броунівського руху, заклавши основи теорії флуктуацій, створив квантову статистику Бозе—Айнштейна 29, 31, 86, 96, 174, 175, 178—184, 186, 188, 191, 198, 199, 201, 202, 204

Б

Бериш Баррі (Баррі Кларк Бериш, англ. Barry Clark Barish, 27 січня 1936, Омаха) — американський фізик-експериментатор, лауреат Нобелівської премії з фізики (2017) — за вирішальний внесок у детектор LIGO та спостереження гравітаційних хвиль. Член Національної академії наук США (2002), іноземний член Лондонського королівського товариства (2019), Російської академії наук (2019). Почесний професор Каліфорнійського технологічного інституту (США) 88

Брауде Семен Якович (28 січня 1911, Полтава—30 червня 2003, Харків) — український радіофізик і радіоастроном, академік АН УРСР, засновник радіоокеанографії та декаметрової радіоастрономії 66

В

Вайсс Райнер (нім. Rainer Weiss, 29 вересня 1932, Берлін) — американський фізик німецького походження. У 1970-х роках Вайс був одним із піонерів у галузі вимірювання спектра космічного мікрохвильового фонового випромінювання, згодом — консультантом наукової групи супутника COBE. Один із засновників наукової колаборації LIGO. Емеріт-професор Массачусетського технологічного інституту. Лауреат Нобелівської премії з фізики (2017) за вирішальний внесок у детектор LIGO та спостереження гравітаційних хвиль 88

Вебб Джеймс Едвін (англ. James Edwin Webb, 7 жовтня 1906, Таллі-Го— 27 березня 1992, Вашингтон) — американський урядовець, заступник

держсекретаря (1949—1952), а також другий призначений адміністратор NASA (14 лютого 1961—7 жовтня 1968). Вебб керував NASA під час найважливіших перших місій з екіпажем у рамках програм Меркурій і Джеміні до кількох днів до запуску першої місії «Аполлон». Він також боровся з пожежею на «Аполлон-1». У 2002 Космічний телескоп наступного покоління (NGST) був перейменований на космічний телескоп Джеймса Вебба (запущено 25 грудня 2021) 47

Г

Габбл Е. (Едвін Павелл Габбл (часто також Хаббл), англ. Edwin Powell Hubble; 20 листопада 1889, Маршфілд, Місурі — 28 вересня 1953, Сан-Маріно, Каліфорнія, США) — американський астроном, дослідник галактик, видатний спостерігач-астроном. Підтвердив існування інших окрім нашої, галактик; відкрив закон розширення Всесвіту — закон Габбла, створив класифікацію галактик 5, 34, 45, 51, 55, 71, 74, 81, 86, 92, 97, 100, 140, 203, 204, 245, 285, 352, 353, 358, 373, 381, 386, 389, 397, 398, 404

Гершель Вільям (Фрідріх Вільям Гершель, нім. Herschel Friedrich William, 15 листопада 1738, Ганновер, Німеччина—25 серпня 1822, Слау, Англія) — англійський астроном німецького походження, композитор. Брат Кароліни Гершель, батько Джона Гершеля 48, 49, 82, 83, 386

Д

Джакконі Ріккардо (італ. Riccardo Giacconi, 6 жовтня 1931, Генуя, Італія—9 грудня 2018, Сан-Дієго, Каліфорнія, США) — американський фізик італійського походження, «батько» рентгенівської астрономії, член Національної академії наук США (1971). Лауреат Нобелівської премії з фізики (2002) за заслуги в галузі рентгенівської астрономії, насамперед за відкриття джерела Скорпіон X-1. Розробник проектів: висотна дослідницька ракета «Aerobee» із рентгенівським детектором на борту; рентгенівський супутник «Uhuru» (запущено в 1970); вперше було здійснено повну зйомку неба в рентгенівському діапазоні); Космічна обсерваторія Айнштайна (запущено 12 листопада 1978). З 1981 до 1993 був відповідальним за розробку та будівництво Орбітального телескопа Хаббла (часто також Габбла) 30

Е

Еддінгтон Артур Стенлі (англ. Eddington Arthur Stanley, 28 грудня 1882, Кендал—22 листопада 1944, Кембридж) — англійський астроном і фізик, член Лондонського королівського товариства (з 1914) 175

К

Керр Рой Патрік (англ. Roy Patrick Kerr, 16 травня 1934, Курау, Нова Зеландія) — новозеландський математик і астрофізик, який отримав (1963) аналітичний розв'язок рівнянь Ейнштейна, що описує гравітаційне поле чорної діри, яка обертається. Заслужений професор Університету Кентербері, член Лондонського королівського товариства (2019) 332, 333



Комптон Артур Холлі (англ. Arthur Holly Compton, 10 вересня 1892, Вустер, штат Огайо, США—15 березня 1962, Берклі, штат Каліфорнія, США) — американський фізик, лауреат Нобелівської премії з фізики (1927). Член Національної академії наук США (1927). Виявив (1922) та теоретично обґрунтував (1923) ефект зміни довжини хвилі рентгенівського випромінювання внаслідок розсіювання його електронами речовини. За це відкриття отримав Нобелівську премію (1927) 19—21, 27

Коперник Миколбй Копйрник (пол. Mikołaj Kopernik, німецька Nikolaus Kopernikus, лат. Nicolaus Copernicus Torinensis, 19 лютого 1473, Торунь, Польща—24 травня 1543, Фромборк, Польща) — польський астроном і математик, фізик, правник, дипломат, економіст, канонік та лікар. Автор геліоцентричної теорії побудови Сонячної системи 43, 227

Л

Лейтон Роберт Бенджамін (англ. Robert Benjamin Leighton, 10 вересня 1919, Детройт—9 березня, 1997, Лос-Анджелес) — американський фізик. Його робота охоплювала фізику твердого тіла, фізику космічних променів, початок сучасної фізики елементарних частинок, фізику Сонця, планети, інфрачервону астрономію, міліметрову та субміліметрову астрономію 49

Ліндبلاد Бертіл (англ. Bertil Lindblad, 26 листопада 1895, Оребро — 25 травня 1965, Салстжобаден) — шведський астроном. Очолював Стокгольмську обсерваторію. Вивчав обертання галактик. Виявив тренд спадання швидкості обертання зір навколо ядра нашої Галактики з відстанню від нього. Один з резонансів обертання зоряних або газових дисків названий на його честь 145, 154—157

М

Мазер Джон Кромвелл (англ. John Cromwell Mather, 7 серпня 1946, Рок-анок, Віргінія) — американський фізик, лауреат Нобелівської премії з фізики (2006) за відкриття анізотропії та чорнотільної структури реліктового випромінювання на базі спостережень супутником COBE. Провідний науковий співробітник Космічного телескопа Джеймса Вебба. Член Національної академії наук США (1997) 69

Маркарян Беньямін Егішевіч (12 грудня 1913, Шулавер, Грузія — 29 вересня 1985) — вірменський радянський астрофізик. Відкрив окремий клас галактик, які згодом назвали на його честь. Установив спільний рух семи галактик в скупченні Діви, які було названо ланцюжком Маркаряна. Виконав класифікацію розсіяних зоряних скупчень, вивчав особливості їхнього розподілу 354—360, 389

Н

Нойгебауер Герхарт «Джеррі» (англ. Gerhart «Gerry» Neugebauer, 3 вересня 1932, Геттінген, Німеччина—26 вересня 2014, Тусон, США) — американський астрономом. Нойгебауер займався інфрачервоною астрономією і

був провідним вченим в галузі інфрачервоних досліджень планет. Разом з Робертом Лейтоном він завершив огляд Two-Micron Sky Survey, перший інфрачервоний огляд неба, в якому було каталогізовано понад 5000 джерел 49

Ньютон Ісаак (Сер Ісаак НьюАтон; англ. Isaac Newton, 25 грудня 1642—20 березня 1727 за юліанським календарем) — англійський фізик, математик, механік та астроном, один із творців класичної фізики. Автор фундаментальної праці «Математичні засади натуральної філософії», в якій він виклав закон всесвітнього тяжіння та три закони механіки, що стали базою класичної механіки. Розробив диференціальне та інтегральне обчислення, теорію кольору, заклав засади сучасної фізичної оптики 35, 84, 174

О

Оорт Ян Гендрик (нід. Oort Jan Hendrik, 28 квітня 1900, Франекер—5 листопада 1992, Лейден) — нідерландський астроном, член Нідерландської АН

П

Планк Макс Карл Ернст Людвіг (нім. Max Karl Ernst Ludwig Planck, 23 квітня 1858, Кіль—4 жовтня 1947, Геттінген) — німецький фізик-теоретик, засновник квантової фізики. Лауреат Нобелівської премії з фізики (1918) за внесок у розвиток квантової фізики. Запропонував систему універсальних фізичних сталих, утворених із відомих сталих, яка отримала назву одиниць Планка, вивів рівняння Фокера—Планка 58, 130—134, 164, 233

Р

Ребер Грот (англ. Grote Reber, 22 грудня 1911, Вітон, США—20 грудня 2002, Хобарт, Австралія) — американський піонер радіоастрономії. Провів перше дослідження неба на радіочастотах. Його радіоантена (1937) друга в історії, яку використовували в астрономічних цілях, і перша параболічна відбивна антена, яку використовували як радіотелескоп 57, 58

Россі Бруно Бенедетто (італ. Bruno Benedetto Rossi, 13 квітня 1905, Венеція, Італія—21 листопада 1993, Кембридж, Массачусетс) — італійський астрофізик і дослідник у галузі фізики елементарних частинок. Один із перших дослідників космічного випромінювання та одним із тих, хто зумів довести його існування за допомогою експериментів, що проводяться ракетною технікою. Перший учений (1939), який відкрив і підтвердив процес розпаду мюона та виміряв середню тривалість його життя 30

С

Салпітер Едвін Ернест (англ. Edwin Ernest Salpeter, 3 грудня 1924, Відень, Австрія—26 листопада 2008, Ітака, США) — американський фізик-теоретик і астрофізик, один із засновників сучасної теорії будови та еволюції зірок, член Національної АН США (1967) іноземний член Лондонського королівського товариства (1993). Спільно з Х. Бете вивів рівняння релятивістської квантової механіки для опису двох взаємодійних частинок — рівняння Бете—Солпітера (1951). З'ясував роль берилієвого резонансу в тео-



рії зоряної еволюції (1952). Вивів закон розподілу початкових зоряних мас, відомий як функція мас Солпітера (1955). Солпітер і Зельдович незалежно один від одного висунули (1964) припущення, що джерелами енергії квазарів служать акреційні диски навколо надмасивних чорних дір 303, 361, 403

Смут Джордж Фіцджеральд третій (англ. George Fitzgerald Smoot III, 20 лютого 1945, Юкон, Флорида, США) — американський астрофізик і космолог, лауреат Нобелівської премії з фізики (2006) за відкриття анізотропії та чорнотільної структури реліктового випромінювання на основі спостережень супутником COBE. Професор фізики в університеті Каліфорнії в Берклі 69

Спітцер Лайман Стронг (англ. Lyman Strong Spitzer, Jr., 26 червня 1914, Толідо, США—31 березня 1997, Принстон, США) — американський астрофізик, відомий своїми роботами, присвяченим формуванню зірок, фізики зоряних атмосфер і міжзоряного середовища, фізики плазми. Член Національної академії наук США (1952), іноземний член Лондонського королівського товариства (1990). Був директором-засновником проекту Маттерхорн, піонерської програми Принстонського університету з контрольованих термоядерних досліджень, перейменованої на Принстонську лабораторію фізики плазми (1961). Один із перших прихильників космічної оптичної астрономії в цілому, і зокрема проекту, який згодом назвали Космічний телескоп Габбла 55

Т

Томсон Джозеф (Сер Джузеф Джон Тумсон; англ. Joseph John Thomson, 18 грудня 1856, Читем Гілл, Манчестер—30 серпня 1940, Кембридж, Англія) — англійський фізик, лауреат Нобелівської премії (1906) за заслуги в галузі теоретичних й експериментальних досліджень провідності електрики в газах, серед яких найважливіша — відкриття електрона, ізотопів і винаходу мас-спектрометра. Автор «пудингової» томсонівської моделі атома (1904) 18

Торн Кіп Стівен (англ. Kip Stephen Thorne, 1 червня 1940, Логан, Юта, США) — американський фізик-теоретик, один головних спеціалістів з ЗТВ, працює в галузях астрофізики та теорії гравітації, лауреат Нобелівської премії з фізики (2017) за вирішальний внесок у розробку детектора LIGO та спостереження гравітаційних хвиль. Член Національної академії наук США (1973). Один з авторів гіпотези існування зоряного об'єкта: червоного гіганта з нейтронної зорею як ядра — об'єкту Торна—Житков 88

Ф

Фермі Енріко (італ. Enrico Fermi, 29 вересня 1901, Рим, Італія—28 листопада 1954, Чикаго, США) — італійський та американський фізик, найвідоміший створенням першого ядерного реактора. Вважається одним з «батьків атомної бомби». Лауреат Нобелівської премії з фізики (1938) за доказ існування нових радіоактивних елементів, отриманих під опромінення нейтронами, і пов'язане з цим відкриття ядерних реакцій, під час спричинених повільними нейтронами. Член Національної академії деї Лінчеї (1935),

Національної академії наук США (1945), іноземний член Лондонського королівського товариства (1950). Створив теорії бета-розпаду, уповільнення нейтронів. Увів поняття ланцюгової реакції (1939). Фактично ввів опис та поняття «слабкої» взаємодії. Розробив теорію прискорення космічних променів 17, 28, 185, 224, 255, 270, 299

Х

Хендрік Крістофель ван де Хюльст (англ. Hendrik Christoffel «Henk» van de Hulst, 19 листопада 1918, Утрехт—31 липня 2000, Лейден, Нідерланди) — нідерландський астроном, який теоретично передбачив радіохвилі довжиною 21,2 см, які випромінює воднем із міжзоряного простору, та які можливо спостерігати із Землі. Після відкриття цієї лінії разом із Оортом Мюллер спробував використати радіоастрономію для картографування нейтрального водню в нашій Галактиці, що вперше виявило її спіральну структуру

Ц

Цвіккі Фріц (нім. Fritz Zwicky; 14 лютого 1898, Варна, Болгарія — 8 лютого 1974, Пасадена, США) — американський астроном швейцарського походження. Відкрив і описав десятки тисяч галактик і скупчень галактик. Зокрема, разом зі С. Смітом вперше запропонував застосувати теорему віріалу до скупчень галактик і довів наявність прихованої маси (темної матерії) у них; відкрив новий клас дуже компактних галактик високої світності (Zw); разом із В. Бааде виділив наднові зорі як самостійну групу серед нових зорь та висловив припущення, що внаслідок вибуху надвової утворюється нейтронна зоря; запропонував використовувати ефект гравітаційної лінзи для спостережень віддалених позагалактичних об'єктів 358—361

Ч

Чандрасекар Субраманьян (англ. Subrahmanyan Chandrasekhar, 19 жовтня 1910, Лахор, Британська Індія, нині Пакистан—21 серпня 1995, Чикаго, США) — американський астрофізик та фізик-теоретик індійського походження, лауреат Нобелівської премії з фізики (1983) за теоретичні дослідження фізичних процесів, що відіграють важливу роль у будові та еволюції зірок. Член Лондонського королівського товариства (1944), Національної академії наук США (1955). За результатами аналізу умов механічної рівноваги довів існування граничної маси в білих карликів («межа Чандрасекара») та створив повну теорію еволюції та внутрішньої будови потужних зірок 36, 270

Ш

Шварцшильд Карл (нім. Karl Schwarzschild, 9 жовтня 1873, Франкфурт-на-Майні—11 травня 1916, Потсдам, Німеччина) — німецький астроном і фізик, директор Астрофізичної обсерваторії в Потсдамі (1909—1914). Є однією з ключових постатей початкового етапу розвитку теоретичної астрофізики, залишив помітний слід у фотографічній фотометрії, теорії зоряних атмосфер, загальної теорії відносності та «старій квантовій механіці». Віднайшов точний розв'язок рівнянь Ейнштейна для сферично-симетричної чорної діри, яка не обертається — розв'язок Шварцшильда. Розробив тех-



ніку точного оцінювання блиску зорь за фотографіями і на практиці визначив закон зв'язку почорніння на фотопластинці з часом експозиції та блиском зорі і, як наслідок, виявив (1899) коливання ефективної температури цефеїди. На базі закону Віна створив математичну теорію променистої рівноваги та розробив відповідну модель будови атмосфери зорь 186

Шкловський Йосип Самуїлович (18 червня (1 липня) 1916, Глухів, Україна — 3 березня 1985, Москва, РРФСР) — український радянський астрофізик єврейського походження. Засновник радіоспектроскопії Галактики; розрахував імовірності переходів, що утворюють радіолінію водню на довжині 21 см і довів можливість її виявлення. Виконав важливі дослідження з обґрунтування теорії синхротронного випромінювання, космології, рентгєнівської та гамма-астрономії. Широко відомі його праці з аналізу проблем життя та розуму у Всесвіті 58

Шмідт Мабртен (нід. Maarten Schmidt, 28 грудня 1929, Гронінген, Нідерланди) — голландський астроном. Вперше отримав оцінку відстані до квазарів. Спільно з Дж. Л. Грінстейном розглянув можливу природу квазарів і розробив модель, базовану на гіпотезі про їх космологічну природу. Інші роботи присвячені спіральній структурі, розподілу речовини в Галактиці, впливу процесів утворення зорь на еволюцію зоряних систем. Сформулював залежність між густиною міжзоряного газу та темпом зореутворення, яку називають законом Шмідта 162, 164—167, 303, 358

Я

Янський Карл Гуте (англ. Karl Guthe Jansky, 22 жовтня 1905, Норман, Оклахома—14 лютого 1950, Ред Бенк, Нью-Джерсі, США) — американський фізик і радіоінженер, засновник радіоастрономії. Відкрив космічне радіовипромінювання (1931), вивчаючи на полігоні фірми «Белл» атмосферні радіоперешкоди в декаметровому діапазоні хвиль (14,6 м), джерело якого ототожнив з Чумацьким Шляхом. У травні 1933 опублікував у Нью-Йорк Таймс відповідну статтю, але це відкриття не набуло широкого відгуку ні серед радіоінженерів, ні серед астрономів. У 1938 він припинив дослідження в цьому напрямі та продовжив займатися вивченням радіоперешкод і поширенням радіохвиль у земній атмосфері 57



ПРЕДМЕТНИЙ ПОКАЖЧИК

А

АВ-система
Активні ядра галактик (АЯГ)
– акреція
– акреційний диск
– анізотропне випромінювання
– блазари (BL Лас об'єкти)
– газопиловий тор
– діаграма Балдвіна—Філіпса—Терлевича (BPT-діаграма)
– квазари
– класифікація
– лайнери
– маса чорної діри
– надмасивна чорна діра (НМЧД, SMBH)
– наближення Еддінгтона
– область вузьких спектральних ліній (NLR)
– область широких спектральних ліній (BLR)
– подвійні чорні діри
– радіус Айнштейна
– ревербаційний метод
– спіні НМЧД
– уніфікована модель ядра
– фотонний індекс
– чорна діра Керра
– чорна діра Шварцшильда
– широкі лінії поглинання (BAL)

436

Б

Багатоканальна астрономія
– LIGO
– LISA
– VIRGO

В

Величина
– АВ система
– абсолютна зоряна величина
– видима зоряна величина
– відносна зоряна величина
– болометрична зоряна величина
– зоряна величина Веги
– фотографічна зоряна величина
Вікна прозорості атмосфери
Віртуальна обсерваторія
Випромінювання
– анігіляція
– вільне-вільне
– гальмівне випромінювання
– гравітаційне
– густина енергії поля випромінювання
– індикатриса розсіювання
– коефіцієнт випромінювання
– коефіцієнт поглинання
– комптонівське зворотнє розсіювання
– лоби



- мазерне
 - нетеплове
 - оптична товщина
 - перенос випромінювання
 - (радіаційне перенесення)
 - питома інтенсивність
 - питомий повний потік
 - поляризоване
 - радіовипромінювання
 - реліктове (СМВ)
 - синхротронне
 - спектральний індекс
 - спектр потужності
 - стимульоване
 - теплове
 - томсонівське розсіювання
 - циклотронне
 - черенковське
 - чорнотільне (чорного тіла)
- Г**
- Галактики
 - активні галактики
 - Аро
 - бароподібна нестійкість
 - біваріаційна класифікація
 - блакитні компактні карли-
 - кові (BCD)
 - взаємодійні галактики
 - взаємодійні пари галактик
 - Вольф—Райє галактики
 - галактики cD
 - галактики раннього типу
 - галактики пізнього типу
 - галактики-супутники
 - галактичний центр
 - гравітаційна нестійкість
 - джети
 - дискові
 - дисперсія швидкості
 - еліптичні
 - ефективний радіус
 - ефективна температура
 - еволюція галактики
 - з Лайман- α обрізанням (LBG)
 - з полярними кільцями
 - злиття галактик велике
 - злиття галактик дрібне
 - злиття галактик сухе
 - зона уникання Галактики (Zone of Avoidance)
 - інфрачервоні
 - карликові
 - класифікація Габбла
 - класифікація Фанарова—
 - Райлі
 - крива обертання
 - лінзоподібні
 - Маркаряна
 - морфологічна класифікація
 - неправильні (іррегулярні)
 - низької поверхневої яскра-
 - вості
 - пекулярні
 - радіогалактики
 - резонанс Ліндблада
 - розподіл
 - сейфертівські галактики
 - спіральні
 - спіральна структура
 - стійкість Тумре
 - ультрасвітні ІЧ-галактики (ULIRG)
 - хвилі густини матерії
 - хімічна еволюція
 - Цвіккі
 - N-галактики
 - Гамма-спалахи
 - Гравітаційні лінзи
 - визначення маси
 - ізотермічна сфера
 - кільце Айнштайна
 - кут відхилення Айнштайна
 - лінза Шварцшильда
 - масштабний фактор (коефіцієнт збільшення)
 - мікролінзування
 - нормований кут відхилення

- радіус Айнштейна
- рівняння лінзи
- світлові дуги
- скупчення галактик як лінзи
- тонка лінза
- точкова лінза
- сильне гравітаційне лінзування
- слабе гравітаційне лінзування
- час затримки
- Гравітаційні хвилі
- Групи галактик
- компактні групи Хіксона
- Місцева група

Е

Ефект

- близькості
- Холмберга
- Допплера
- Зеємана
- Комптона
- Сакса—Вольфа
- Сюняєва—Зельдовича
- Фарадея

З

Закон

- Габбла—Леметра
- де Вокульора (Вокулера)
- Кірхгофа
- Кеплера
- Стефана—Больцмана

Зорі

- асимптотична гігантська гілка (AGB)
- білі карлики
- вуглецево-азотний цикл (CNO-цикл)
- гіпернові
- головної послідовності
- діаграма Герцшпрунга—Рассела
- динаміка
- епіциклічний рух

- інтеграли руху
- коричневі карлики
- Крабоподібна туманність
- Міра Кита
- наднові
- нові
- ОВ зорі
- планетарні туманності
- пульсари
- протон-протонний цикл (*pp*-цикл)

- рентгенівські подвійні
- сталі Оорта
- типу RR Ліри
- цефеїди
- червоні гіганти
- Зоряне населення
- зореутворення активне
- зореутворення спокійне
- зореутворення швидкість
- орбіти зорь
- кулясті скупчення
- розсіяні скупчення

І

Інтерферометрія

К

Квазари (QSO)

Квазістаціонарний стан

Конвекція

Космічні промені

Космологія

- акустичні баріонні осциляції
- Великий Вибух
- великомасштабна структура

Всесвіту

- вік Всесвіту
- гравітаційне червоне зміщення
- інфляція
- космологічна К-поправка
- космологічна константа
- космологічна модель Λ CDM
- космологічне червоне зміщення



- космологічні параметри
- космологічний принцип
- Місцевий Всесвіт
- параметр уповільнення
- первинний нуклеосинтез (BBN)
- стала Габбла
- темна енергія
- червоне зміщення

- М**
- Магнітне поле
- гідромагнітне динамо
- Міра обертання

- Н**
- Надскупчення галактик
- Місцеве надскупчення
- Нейтринна астрономія
- Нестійкість
- бароподібна
- гравітаційна
- градієнтна
- Джинса
- дрейфова
- кінетична
- параметр стійкості Тумре
- циклотронна

- О**
- Обертання
- Фарадея

- П**
- Профіль густини маси
- формула Буркета
- формула Ейнасто
- формула Кінга
- формула Мура
- формула Наварро—Френка—Уайта
- формула Серсика
- універсальний профіль маси

- С**
- Середовище
- атомарний газ
- іонізований газ (плазма)
- корональний газ
- міжзоряне
- міжгалактичне
- міжкластерне
- молекулярний газ
- нейтральний газ
- оптична товщина (глибина)
- пил
- Скупчення галактик
- Спектральний енергетичний діапазон
- гамма (γ)
- Їкс (рентгенівський, X)
- інфрачервоний (IR)
- оптичний (V)
- радіо
- ультрафіолетовий (UV)
- Спектр
- атомарний водень (HI)
- атомарний спектр
- відбивання
- еквівалентна ширина
- зміщення ліній
- електронна температура
- ефективна температура
- іонізований водень (HII)
- мазерні лінії
- молекулярний водень (H_2)
- молекулярний спектр
- радіорекомбінаційні лінії
- рекомбінаційні лінії
- спектральний енергетичний розподіл (SED)
- лінії поглинання
- Лайман- α ліс
- металічність
- переходи між лініями: дозволени, заборонені, напівзаборонені
- переходи ротаційні
- Співвідношення
- дисперсійне співвідношення маса—швидкість

ПРЕДМЕТНИЙ ПОКАЖЧИК

- колір—зоряна величина
 - маса—світність
 - маса—температура
 - міра обертання
 - морфологія—щільність
 - період—світність
 - світність—ефективна температура
 - Таллі—Фішера
 - фундаментальної площини
 - Шакури—Сюняєва
- Т**
- Темна матерія (ТМ)
 - гаряча (HDM)
 - змішана (MDM)
 - холодна (CDM)
 - Теорема
 - віріалу
 - класифікаційна
- Ф**
- Формула
 - Віна
 - Еддінгтона
- Комптона
 - Релея—Джинса
 - Рідберга
 - Саха
 - Фотометрія
 - бімодальний розподіл кольорів
 - ізофота
 - індекс концентрації
 - колірна температура
 - поверхнева яскравість
 - показник кольору
 - потік Крабоподібної туманності
 - профіль яскравості
 - вузькосмугова
 - фільтри
 - Функція
 - джерела
 - розподілу Максвелла
 - розподілу в моделі Шмідта
 - Планка
 - світності

ОБ'ЄКТНИЙ ПОКАЖЧИК

Архіви спостережень, бази даних, каталоги галактик

Бюраканські огляди неба	HLA (The Hubble Legacy Archive)	SIMBAD
Кембриджські огляди неба (каталоги)	HyperLEDA	SUM
Паломарські огляди неба, POSS, DPOSS	NASA/IPAC NED	Tycho
European Space Agency Science Archive, European Southern Observatory	NVSS	USNO
2MASS (огляд неба)	PanSTARRS	VizieR
Fermi GLAST	PKS	WENSS
FIRST	RC3	
HEASARC	SDSS (огляди неба)	

Галактика

Андромеда (M31)	MCG-6-30-15	NGC 2403	NGC 5266
Магелланові хмари (LMC, SMC)	Mrk 231	NGC 2685	NGC 5506
Молочний Шлях (Галактика)	Mrk 266	NGC 2992	NGC 5548
радіогалактика Лебідь А	Mrk 1210	NGC 3143	NGC 5775
радіогалактика 3C 296	NGC 147	NGC 3227	NGC 5835
I Zw 18	NGC 151	NGC4038/39	NGC 5907
Aro 11	NGC 157	NGC 4051	NGC 6285/6286
Arp 220	NGC 253	NGC 4151	NGC 6946
ESO 243-49	NGC 628	NGC 4154	NGC 7213
IC 10	NGC 660	NGC 4217	NGC 7252
IC 231	NGC 780	NGC 4244	NGC 7479
IC 342	NGC 891	NGC 4254	-NVSS
ID 2299	NGC 1068	NGC 4302/4298	J151002+570243
J 0811+4730	NGC 1097	NGC 4414	PGC 40/06
M 33	NGC 1316 (Піч А)	NGC 4438/35	Sagittarius dwarf
			SDSS 113136.35+325431.

ОБ'ЄКТНИЙ ПОКАЖЧИК

M51 (Вир)	NGC 1275 (Персей A)	NGC 4565	² YGWOW G1
M 81 (NGC 3031)	NGC 1365	NGC 4650	квazar 3C 175
M 82	NGC 1569	NGC 4736	квazar 3C 273
M 83	NGC 1846	NGC 5128 (Центавр A)	чорна діра, Стрілець A*
M 87 (Діва A)	NGC 1947	NGC 5195	
M 101 (Вертушка)	NGC 2208/IC 2163	NGC5216/18	

Гравітаційні лінзи

- QSO 846+561
- QSO 2237+0305

Космічна обсерваторія

Астрон	Fermi	JWST (James Webb ST)
Гранат	FUSE	NuSTAR
Радіоастрон	Gaia	OAO-2, OAO-3 (Copernicus)
ASCA	GALEX	Planck
Верро-SAX	HEAO-1	ROSAT
Chandra	Herschel	Spitzer (SST)
COBE	HIPPARCOS	Swift
CGRO	Hubble (HST)	Uhuru
Einstein	INTEGRAL	WISE
eROSITA	IRAS	WMAP
EUVE	ISO	WSO-UV
EXOSAT	IUE	XMM-Ньютон

Радіоінтерферометри

- ALMA
- BIMA
- VLA
- SKA

Скупчення галактик

- Діва (Virgo)
- Кома (Coma)
- Персей (Perseus)
- RCS1 21616-021512
- RCS2 032727-132623

**Телескопи**

Большой телескоп азиму- тальный (БТА)	CTA (Cherenkov Telescope Array)	Mayall
радіотелескоп Аресібо	AAT	MERLIN
радіотелескоп Еффельсберг	ESO NTT	New MMT
радіотелескоп РАТАН-600	Gemini	SALT
радіотелескоп РТ-32	HET	Subaru
радіотелескоп УТР-2	JCMT	TNG
радіотелескоп FAST	CFHT	UKIRT
радіотелескоп Green Bank	Keck	VLT
радіотелескоп IRAM	LBT	WHT
радіотелескоп LORAR	LSST (Vera Rubin Telescope)	
радіотелескоп NRAO	телескопи Magellan	

З М І С Т

П Е Р Е Д М О В А	5
Р О З Д І Л 1. БАГАТОХВИЛЬОВІ ПОЗАГАЛАКТИЧНІ ОГЛЯДИ НЕБА	00
1.1. Спектральні діапазони	00
1.2. Основні типи випромінювання енергії	00
1.2.1. Теплове випромінювання	00
1.2.2. Нетеплове випромінювання	00
1.3. Методи та інструменти реєстрації випромінювання. Телескопи. Огляди неба	00
1.3.1. Гамма-діапазон	00
1.3.2. Х-діапазон	00
1.3.3. УФ-діапазон	00
1.3.4. ІЧ-діапазон	00
1.3.5. Радіодіапазон	00
1.3.6. Наземні найбільші телескопи оптичного діапазону	00
1.4. Багатоканальна астрономія	00
1.5. Астроінформаційний ресурс оглядів позагалактичних джерел	00
Р О З Д І Л 2. РОЗПОДІЛИ ЕНЕРГІЇ ТА ГУСТИНИ МАТЕРІЇ В ГАЛАКТИКАХ	00
2.1. Інтегральний спектральний енергетичний розподіл	00
2.2. Найважливіші еволюційні властивості зорь	00
2.2.1. Діагностичні розподіли параметрів зорь	00
2.2.2. Еволюційні треки зорь на діаграмі Гершпрунга—Рассела	00
2.3. Динаміка та кінематика зорь у галактиках	00
2.3.1. Узагальнені положення про розподіли кінематичних і динамічних параметрів зорь	00
2.3.2. Функції розподілу зорь	00
2.3.3. Інтеграли руху зорь	00



2.3.4. Функція розподілу для зоряних систем галактик із високою просторовою щільністю зорь	00
2.3.5. Спіралі та стабільність спіральної структури галактик	00
2.3.6. Нестійкість і спіральна структура галактик	00
2.3.7. Резонанси Ліндблада	00
2.4. Профілі густини розподілу матерії в галактиках	00
2.4.1. Моделювання розподілу видимої матерії в галактиках	00
2.4.2. Профілі розподілу густини матерії	00
2.5. Ефекти загальної теорії відносності	00
2.5.1. Гравітаційне лінзування	00
2.5.2. Розподіл маси для гравітаційної лінзи точкової маси	00
2.5.3. Прості математичні моделі гравітаційних лінз: лінза Шварцшильда, ізотермічна сфера	00
2.5.4. Гравітаційне червоне зміщення. Космологічна поправка	00
Р О З Д І Л 3. МІЖЗОРЯНЕ СЕРЕДОВИЩЕ В ГАЛАКТИКАХ	00
3.1. Газова компонента міжзоряного середовища	00
3.1.1. Холодний молекулярний газ	00
3.1.2. Холодний атомарний газ. Нейтральний атомарний водень та вуглець	00
3.1.3. Тепле нейтральне газове середовище. Області атомарного водню ...	00
3.1.4. Іонізований газ. Області іонізованого водню	00
3.1.5. Гарячий газ у Х-діапазоні спектра	00
3.2. Пилова компонента міжзоряного середовища	00
3.2.1. Моделі пилових гранул	00
3.2.2. Пил у Галактиці та в спіральних галактиках	00
3.2.3. Пил у еліптичних галактиках	00
3.3. Магнітні поля	00
3.3.1. Короткий історичний екскурс	00
3.3.2. Методи спостережень магнітного поля та синхротронний механізм випромінювання	00
3.3.3. Походження космічного магнетизму та теорія динамо	00
3.3.4. Структура магнітних полів у галактиках	00
3.4. Космічні промені	00
Р О З Д І Л 4. АКТИВНІ ЯДРА ГАЛАКТИК ТА ГОЛОВНІ ОСОБЛИВОСТІ ЇХ ВИПРОМІНЮВАННЯ В РЕНТГЕНІВСЬКОМУ ДІАПАЗОНІ	00
4.1. Загальні характеристики та класифікація АЯГ	00
4.2. Основні спостережні прояви та структура АЯГ	00
4.3. Діаграми-ідентифікатори АЯГ	00
4.4. Головні компоненти «центрального двигуна» АЯГ	00

4.4.1. Чорні діри. Теорія та типи	00
4.4.2. Акреційний диск. Типи дискової акреції	00
4.4.3. Корона	00
4.4.4. Уніфікована модель ядра	00
4.5. X-випромінювання активних ядер галактик	00
4.5.1. Основний ступеневий континуум та експоненціальний завал	00
4.5.2. Поглинання X-випромінювання	00
4.5.3. Спектр відбивання	00
4.5.4. Емісійна лінія заліза FeK_α	00
4.6. Подвійні системи надмасивних чорних дір та активні ядра галактик	00
4.6.1. Пік світності АЯГ з подвійною системою НМЧД	00
4.6.2. Еволюція подвійної системи НМЧД	00
4.6.3. Спостережні прояви еволюції активної подвійної системи НМЧД	00
 Р О З Д І Л 5. ГАЛАКТИКИ З НАДЛИШКАМИ	
ВИПРОМІНЮВАННЯ В СПЕКТРАЛЬНИХ ДІАПАЗОНАХ	
ТА З ІНШИМИ ФІЗИЧНИМИ ОСОБЛИВОСТЯМИ	00
5.1. Галактики з надлишками випромінювання в УФ-діапазоні	00
5.1.1. Блакитні галактики Аро	00
5.1.2. Галактики Маркаряна	00
5.1.3. Компактні галактики Цвіккі. Блакитні компактні карликові галактики (BCDG)	00
5.2. Галактики з надлишком випромінювання в ІЧ- діапазоні	00
5.3. Галактики низької поверхневої яскравості	00
5.4. N-галактики	00
5.5. Пекулярні та взаємодійні галактики	00
5.5.1. Морфологічні ознаки пекулярних галактик	00
5.5.2. Взаємодія галактик. Приклад «Молочний Шлях — Sagittarius карликова сфероїдальна галактика»	00
5.5.3. Галактики з полярними кільцями та з циклічними структурами	00
5.5.4. Взаємодійні пари галактик	00
5.6. Радіогалактики	00
5.6.1. Морфологічні особливості радіогалактик	00
5.6.2. Найвідоміші радіогалактики	00
5.6.3. Класифікація радіогалактик	00
5.7. Радіовластивості квазарів	00
СПИСОК РЕКОМЕНДОВАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ	000
ІМЕННИЙ ПОКАЖЧИК	000
ПРЕДМЕТНИЙ ПОКАЖЧИК	000
ОБ'ЄКТНИЙ ПОКАЖЧИК	000

НАВЧАЛЬНЕ ВИДАННЯ

НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ
ГОЛОВНА АСТРОНОМІЧНА ОБСЕРВАТОРІЯ
МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
АСТРОНОМІЧНА ОБСЕРВАТОРІЯ
КИЇВСЬКОГО НАЦІОНАЛЬНОГО
УНІВЕРСИТЕТУ імені ТАРАСА ШЕВЧЕНКА

ІРИНА ВАВИЛОВА, ЮРІЙ КУДРЯ
АНАТОЛІЙ ВАСИЛЕНКО,
ЮРІЙ БАБИК

ПОЗАГАЛАКТИЧНА АСТРОНОМІЯ

КНИГА 2

ГАЛАКТИКИ: Багатохвильові властивості

Навчальний посібник

Київ, Науково-виробниче підприємство
«Видавництво “Наукова думка” НАН України»,
2022

Художній редактор
Технічний редактор Т.С. БЕРЕЗЯК
Коректор
Оператор В.Г. КАМЕНЬКОВИЧ
Комп'ютерна верстка Т.О. ЦЕНЦУС

На обкладинці використано фото взаємодіючої пари галактик NGC 7318A (нижня, еліптична галактика типу E2pec) і NGC 7318B (верхня, спіральна галактика типу SB(s)ba pec), що знаходиться на відстані 85 Мпк від Землі у напрямку сузір'я Пегас (public domain: NASA, ESA, and the Hubble SM4 ERO Team, 2009)

Підп. до друку 00.00.2023. Формат 60×90/16. Папір офс. № 1. Гарн. Таймс. Друк офс. Ум. друк. арк. 00,0.
Ум. фарбо-відб. 00,0. Обл.-вид. арк. 00,0.
Тираж 000 прим. Зам. №

Оригінал-макет виготовлено
у НВП «Видавництво “Наукова думка” НАН України»
Свідоцтво про внесення суб'єкта видавничої справи
до Державного реєстру видавців, виготівників
і розповсюджувачів видавничої продукції
ДК № 2440 від 15.03.2006 р.
01601 Київ 1, вул. Терещенківська, 3