

НАЦІОНАЛЬНА
АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ

•

ГОЛОВНА АСТРОНОМІЧНА
ОБСЕРВАТОРІЯ

•

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ
І НАУКИ УКРАЇНИ

•

АСТРОНОМІЧНА
ОБСЕРВАТОРІЯ КИЇВСЬКОГО
НАЦІОНАЛЬНОГО УНІВЕРСИТЕТУ
імені ТАРАСА ШЕВЧЕНКА

ЮРІЙ КУДРЯ
ІРИНА ВАВИЛОВА

ПОЗАГАЛАКТИЧНА

АСТРОНОМІЯ

Навчальний посібник

Книга 1

ГАЛАКТИКИ:

ОСНОВНІ ФІЗИЧНІ

ВЛАСТИВОСТІ

КИЇВ • НАУКОВА ДУМКА • 2016

У першій книзі навчального посібника з позагалактичної астрономії розглянуто питання визначення морфології та основних фізичних і фотометричних властивостей нормальних галактик, а саме: їхні лінійні розміри, кінематику, світність і маси. Подано дані про нашу Галактику, методи встановлення відстаней до галактик, сучасні спостережувані огляди і каталоги галактик. Наведено як новітні спостережувані й теоретичні результати, так і усталені класичні погляди щодо галактик за даними в оптичному діапазоні електромагнітного спектра.

Для студентів і викладачів вищих навчальних закладів, аспірантів і науковців із астрофізики і фізики, а також усіх, хто цікавиться позагалактичною астрономією.

This book on extragalaxy astronomy deals with the morphology and basic physical and photometric properties of normal galaxies, namely, their linear sizes, kinematics, luminosity, and mass. Separate sections are devoted to our Galaxy, methods of determination of the distances to galaxies, modern observational galaxy surveys and catalogues. The book introduces both the newest observational and theoretical results as well as classical data about properties of galaxies in the optical spectral range.

For students and high school teachers, graduate students and researchers in the field of astrophysics and physics, as well as all those who are interested in extragalactic astronomy.

Р е ц е н з е н т и:

кандидат фізико-математичних наук *С.Г. Кравчук*,
доктор фізико-математичних наук, професор *Б.С. Новосядлий*,
академік НАН України, доктор фізико-математичних наук *Я.С. Яцків*

*Рекомендовано до друку вченою радою Головної астрономічної
обсерваторії НАН України (протокол № 11 від 18.09.2014 року)*

**Видання здійснено за кошти Цільової комплексної програми
«Створення та розвиток науково-видавничого комплексу НАН України»**

Науково-видавничий відділ фізико-математичної
та технічної літератури

Редактор *О.А. Микитенко*

ISBN 978-966-00-1517-3

© Ю.М. Кудря, І.Б. Вавилова, 2016
© НВП «Видавництво “Наукова думка”
НАН України», дизайн, 2016



ПЕРЕДМОВА

Астрономія — одна із рушійних сил науково-технічного прогресу, що збагатила людство якісно новим світоглядним знанням, особливо в космічну еру, про близький і далекий Всесвіт, виокремивши особливу гуманістичну роль у його освоєнні. Завдяки астрономічним відкриттям здобуто якісно нові знання стосовно фізико-хімічних та енергетичних процесів, що відбуваються в надрах Сонця й інших зір, еволюційних явищ у Сонячній системі та позасонячних планетних системах, еволюційних процесів у нашій Галактиці — Молочному Шляху — й інших галактиках та їхніх скупченнях і надскупченнях, а також, що головне, щодо великомасштабних структур спостережуваного нами Всесвіту в цілому.

Астрономія стимулювала пошук об'єднання фундаментальних взаємодій, підтвердила висловлені А. Ейнштейном новітні просторово-часові уявлення, істотно поглибила наші знання про Землю та близький космос. Означила за відкриттями останнього двадцятиріччя, що прискорення Всесвіту зумовлює темна енергія (75 % розподілу густини матерії), тоді як частки видимої і прихованої густини маси матерії Всесвіту становлять відповідно 4 і 21 %. Саме ця нова парадигма світоглядних понять спонукає астрономів і фізиків намічати орієнтири астрономічних і космічних перспективних досліджень для розуміння їх як фахівцями, так і аматорами. У цьому аспекті наша надія — молоді науковці, які отримали гарні знання й вирішили присвятити свої творчі сили астрофізиці.

Позагалактична астрономія — найновіший розділ астрофізики. Її сучасні досягнення сформовані здебільшого за даними потужних наземних оптичних телескопів і радіотелескопів, а також космічних обсерваторій, особливо у спектральних діапазонах, недосяжних з Землі (рентгенівський, гамма, інфрачервоний, далекий ультрафіолет). Результати цих спостережень здебільшого випереджають теоретич-

ні дослідження. Тому позагалактична астрономія базується на емпіричних залежностях і висновках, які потребують від читача базових знань не тільки з астрономії, а й фізики, хімії, математики.

Автори намагалися найсучасніші дані подати поряд із класичними результатами, описуючи їх в окремих випадках в історичному контексті розвитку досліджень. Відходом від стереотипного викладення матеріалу за типами об'єктів, які вивчає позагалактична астрономія, є відображення більш цілісної картини щодо основних фізичних властивостей нормальних галактик. Винятком є розд. 1, в якому докладно описано структуру та характеристики нашої Галактики.

У розд. 2 і 3 відповідно наведено морфологію галактик та основні параметри, надані поверхневою фотометрією галактик.

Методи, використовувані для автоматичної морфологічної класифікації галактик у сучасних спостережуваних оглядах, що містять мільйони об'єктів, та основні каталоги і бази даних галактик подано у розд. 4.

У розд. 5 розглянуто встановлені шкали відстаней до галактик за визначеними реперними об'єктами (цефеїди, нові й наднові зорі, найяскравіші зорі, кулясті скупчення), емпіричними залежностями (за законом Габбла, функцією світності планетарних туманностей, методами Таллі—Фішера і Фабер—Джексона) та іншими індикаторами відстаней.

Обертання, лінійні розміри, світність і маси галактик, у тому числі відношення маси до світності, яке є доказом існування темної матерії в гало галактик, описані в розд. 6—8.

Автори вдячні рецензентам: академіку НАН України, доктору фізико-математичних наук Я.С. Яцківу, кандидату фізико-математичних наук С. Кравчуку і доктору фізико-математичних наук Б. Новосядлому за корисні зауваження та поради, кандидатам фізико-математичних наук О. Мельник (Київський національний університет імені Тараса Шевченка) та В. Ахметову (Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна), студентам фізико-математичного факультету Національного технічного університету «Київський політехнічний інститут» за надання окремих оглядових матеріалів, що стали в нагоді в підготовці посібника, а також аспірантці Д. Добричевій (ГАО НАН України) за технічну допомогу в підготовці рукопису.

Матеріал посібника базується на курсі лекцій «Позагалактична астрономія», що викладали на кафедрі астрономії та фізики космосу фізичного факультету Київського національного університету імені Тараса Шевченка: у 2000—2001 роках І.Б. Вавилова, а з 2002 року Ю.М. Кудря, та окремих розділах курсу лекцій з астрофізики, який читала у 2000—2013 роках І.Б. Вавилова на фізико-математичному факультеті НТУУ «Київський політехнічний інститут». Досвід спілкування вже не з одним поколінням студентів засвідчує, що посібник пройшов випробування і в подальшому сприятиме підготовці молодих астрономів та формуванню наукових знань у цій галузі науки.

Автори

З ІСТОРІЇ СТАНОВЛЕННЯ ПОЗАГАЛАКТИЧНОЇ АСТРОНОМІЇ

0.1. Предмет позагалактичної астрономії

Позагалактична астрономія — розділ астрономії, в якому вивчають небесні тіла та їхні системи, що знаходяться за межами нашої Галактики. Основний об'єкт дослідження позагалактичної астрономії — галактики. Галактика — це досить ізольована зоряна система, що складається, крім зір, із газу, пилу та, можливо, темної матерії. Кожне слово у наведеному визначенні потребує коментарів. Як свідчать результати досліджень, у більшості випадків галактику не можна вважати повністю гравітаційно ізольованою системою; взаємодія галактик виявляється не в поодиноких фактах, а є типовим явищем. Зорі вважаються основним населенням галактик, однак не є винятком галактики, що містять лише газ або темну матерію. Результати досліджень свідчать, що динаміку галактик та їхніх систем в рамках ньютонівської теорії гравітації або Загальної теорії відносності не можна пояснити, враховуючи лише зорі, газ та пил. Необхідно вводити до розгляду ще одну складову галактик — темну матерію, загадкову екзотичну небаріонну матерію, що взаємодіє зі звичайною матерією тільки гравітаційно.

Крім галактик, позагалактична астрономія досліджує такі об'єкти, як квазари, лацетиди та подібні до них. Ці об'єкти називають активними галактичними ядрами. Як вони пов'язані з галактиками? Яку роль у еволюції галактик вони відіграють? Що є внут-

рішнім генератором тої величезної кількості енергії, яку випромінюють активні ядра? За сучасною науковою парадигмою джерелом енергії є чорні діри, об'єкти, які передбачаються Загальною теорією відносності. Без них нині складно зрозуміти величезну кількість спостережуваних даних, одержаних із використанням сучасних наземних і космічних інструментів.

Для позагалактичних спостережень потрібні найбільші оптичні телескопи, найновіші методи вивчення найслабкіших об'єктів, найточніші приймачі випромінювання в інфрачервоному (ІЧ), ультрафіолетовому (УФ), радіо-, рентгенівському та гамма-діапазонах. Позагалактична астрономія стала всехвильовою.

Розвиток позагалактичної астрономії починався із зоряної астрономії. Позагалактична астрономія досліджує розміри зоряних систем, їхні маси, структуру, будову, властивості випромінювання в усіх діапазонах, особливості просторового розподілу; вона є основою науки про Всесвіт у цілому — космології. Найважливішим досягненням астрономії (та науки взагалі) в останні десятиріччя є розуміння того, що ми живемо у Всесвіті, який розширюється, причому з прискоренням. Адекватні наукові висновки при розгляді великомасштабних систем галактик одержують лише тоді, коли враховують розширення Всесвіту.

0.2. Ранні дослідження позагалактичних туманностей

Позагалактична астрономія як окрема астрономічна дисципліна виділилася порівняно недавно, у 1920-х роках. Фактично об'єкти вивчення позагалактичної астрономії були відомі давно, три з них навіть видимі неозброєним оком. У північній півкулі знаходиться спіральна туманність у сузір'ї Андромеди, її зоряна величина становить приблизно 5^m. Перше спостереження туманності Андромеди С. Маріусом за допомогою телескопа документально зафіксоване у 1611 році. (Маріус більш відомий суперечкою з Галілеєм за пріоритет відкриття супутників Юпітера.) У південній півкулі неозброєним оком видимі Велика та Мала Магелланові Хмари. Щоб побачити інші галактики, потрібний хоча б невеликий телескоп. Усі галактики до певного часу не від-



різнялися від галактичних туманностей та мали одну загальну назву — туманності або туманні світлі плями.

Перший каталог туманностей склав у 1781 році французький астроном, спостерігач комет Ш. Мессьє. Каталог містив 103 об'єкти, серед яких були і дифузні туманності, і далекі зоряні скупчення, які не розділялися на зорі тодішніми засобами спостереження, і галактики. Наприклад, і досі Туманність Андромеди найчастіше називають за каталогом Мессьє як М 31, а один з її супутників — М 32. Мессьє особливо не турбувала природа туманностей; він



Вільям Гершель

склав каталог з метою перелічити всі туманні плями на небі, які могли би завадити спостерігачам відкривати комети.

Одним із перших зацікавився туманними плямами на небі В. Гершель. Він народився у Німеччині (м. Ганновер), був музикантом-органістом, композитором та вчителем музики. У 1757 році переїхав до Англії. Математику та астрономію вивчив самотужки, і не знав, що всі «справжні» астрономи вивчають природу та рухи тіл Сонячної системи. Натомість він від самого початку зацікавився «облаштуванням небес», зір і туманностей. Гершель розумів, що для спостереження далеких об'єктів йому потрібний великий телескоп, тому взявся за виготовлення дзеркал для телескопів, користуючись вказівками з класичного трактату з оптики Р. Сміта. Дослідження він розпочав у 1773 році, а вже в 1783 році в його розпорядженні був найбільший на той час 20-футовий рефлектор системи Ньютона з діаметром 12 дюймів (30 см). З 1784 року він користувався більшим телескопом з діаметром дзеркала 47 см, а з 1787 року — 122-сантиметровим рефлектором. Порівняно з 103 об'єктами Мессьє він вже знав близько 2500 туманних плям. Разом з ним працювала сестра — К.Л. Гершель, яка ретельно занотувала всі його спостереження. Крім

туманностей Гершель відкрив Уран (1781). Його вважають засновником зоряної астрономії.

Спочатку Гершель заробляв на життя та на побудову своїх телескопів музикою. Але його заняття астрономією привернули увагу астрономів-професіоналів з Гринвіцької обсерваторії. За клопотанням сера Дж. Бенкса, президента Королівського наукового товариства, король Георг призначив Гершелю пенсію після того, як той показав небеса королівській сім'ї. Відтоді Гершель повністю віддався астрономії. Його сестра перекваліфікувалася зі співачки в асистентку астронома і самостійно проводила спостереження, зокрема, вона відкрила вісім комет та 14 туманностей.

У 1784 році Гершель опублікував каталог, до якого увійшла тисяча об'єктів, у 1789 — наступну частину (ще тисяча), а у 1802 — останню — третю частину каталогу (приблизно 500 об'єктів). Більшість спостережених Гершелем туманностей виявилися галактиками. Він перший описав подвійні галактики та скупчення галактик. Детально вивчаючи туманності, він виявив різноманітність їхніх форм, зокрема, наявність ядер у деяких з них. Гершель перший зауважив тенденцію до утворення «пластів» галактик, що пізніше перейшло у концепцію Надгалактики Вокулера. (Ж.А. де Вокулер — французько-американський астроном.) Гершель зазначав, що унаслідок збільшення потужності телескопа стає помітним, що найближчі туманності розділяються на зорі. З цього він зробив висновок, що всі туманності складаються із зір і подібні до нашої зоряної системи — Молочного Шляху. Крім того, він розвинув концепцію «острівних» Всесвітів, яка досі була лише умоглядною, й якої з 1755 року притримувався І. Кант, а доти — Е. Сведенборг та Т. Райт.

Аналізуючи свої спостереження, Гершель виявив, що поруч із «острівними» всесвітами існують і справжні туманності, що складаються із дифузної речовини. Поєднуючи два типи туманностей, він розвинув небулярну гіпотезу походження зір із дифузної речовини, яка і нині є домінуючою.

Пізніше Гершель висловлював сумніви щодо правильності теорії «острівних» всесвітів, оскільки не міг пояснити, чому підрахунки розподілу галактик на небі «прив'язані» до Молочного Шляху. Біля галактичних полюсів їх виявилось більше, ніж біля смуги Молочного Шляху. Тепер ми знаємо, що це явище зу-



мовлене поглинанням у зоні Молочного Шляху, а на той час Галактика вважалася прозорою.

Дж. Гершель на відміну від батька отримав освіту в Кембриджі, і там же викладав. Проте В. Гершель, здоров'я якого погіршилося, ще мав амбітні наміри щодо астрономії, до якої він хотів залучити сина. Тому Джон повернувся додому і продовжив спостереження батька. У 1820—1830 роках він переспостерігав туманності з каталогу та детально описав 2304 з них. При цьому виникли труднощі щодо використання каталогу для перевірки, подолати які допомогла К. Гершель. Вона переписала результати спостережень брата у вигляді, зручному для друку та перевірки. (До речі, за цю чорнову роботу вона отримала медаль Королівського астрономічного товариства, у заснуванні якого Джон брав активну участь, а Вільям був його першим номінальним президентом.) З 1834 по 1838 рік Дж. Гершель організував експедицію на мис Доброї Надії у Південній Африці для спостереження південних туманностей. Результатом став каталог 1708 туманностей. Дж. Гершель першим детально описав Велику та Малу Магелланові Хмари. У 1864 році він опублікував каталог 5079 туманностей (General Catalogue, GC), на базі цього каталогу розпочалися детальні дослідження туманностей.



Джон Гершель

Найбільший у XIX ст. 182-сантиметровий телескоп був побудований під керівництвом У. Парсонса (лорда Росса) у його родовому маєтку Бьор-Касл в Ірландії. За допомогою цього телескопа він спостерігав та описав туманності каталогу Гершеля, а також деякі нові туманності. У 1845 році він виявив та описав спіральну структуру деяких туманностей, зокрема М 51.

Ще В. Гершель помітив, що на віддалі від Молочного Шляху переважають «білі» туманності, а поблизу нього та у його смугі — «зеленуваті». Важливе значення мало відкриття У. Гагінсом у 1864 році того факту, що спектри туманностей бувають і

емісійними (з яскравих ліній), які визначають колір «зеленуватих» туманностей, і, як у зірок, — з лініями поглинання. «Білі» туманності, як ми тепер знаємо, — це галактики з переважними спектрами сонячного типу, а «зеленуваті» — газові туманності з емісійними лініями, які на той час приписували гіпотетичному елементу — «небулію». Тим самим було показано існування туманностей з розрідженого газу. Отже, гіпотеза про існування лише туманностей — зоряних систем — відпала. А загадку «небулію» було розгадано лише у 1928 році. Найінтенсивніші зелені лінії «небулію» 5007 А та 4959 А, які позначаються звичайно N_1 і N_2 , належать двічі іонізованому кисню ОІІ, є забороненими для звичайного дипольного випромінювання. Ймовірність переходів мала, але унаслідок великої концентрації ОІІ інтенсивність випромінювання велика.

У 1888 році в Англії Й.Л. Дрейер випустив свій знаменитий New General Catalogue (NGC), повну назву якого можна перекласти як «Новий загальний каталог туманностей та скупчень зір, ревізований і розширений на базі останнього каталогу сера Джона Гершеля». Він містить 7840 туманностей та зоряних скупчень. Згодом каталог був доповнений двома Індексними каталогами IC та IC2, які включали в себе інформацію про додаткові 5386 об'єктів. Вивчення форм туманностей та підтвердження існування спіралей сильно розвинулося завдяки застосуванню фотографії в астрономії І. Робертсом у 1885—1904 роках та Д.Е. Кілером у 1898—1900 роках. Зокрема, Кілер дійшов висновку, що більшість із туманностей є спіральними туманностями. Після Кілера 36-дюймовий рефлектор Крослі у Лікській обсерваторії застосували до фотографування туманностей Ч.Д. Перрайн у 1901—1903 роках та Г. Кертіс у 1900—1918 роках. До Другого індексного каталогу ввійшли об'єкти, що були відкриті фотографічно, зокрема М. Вольфом та його колегами з Гейдельберга.

Фотографічні дослідження, що виявляли важливі деталі структури туманностей, а також перші спектрограми свідчили на користь того, що спіральні галактики — це зоряні системи, рівноправні з нашою Галактикою. Але справжні розміри та відстані до галактик почали надійно розраховуватися лише у 1920-х роках переважно після дослідження світності цефеїд та дослідження структури Галактики за кулястими скупченнями, виконаного Г. Шеплі.



0.3. «Острівні» всесвіти чи населення Галактики?

Думка про те, що «білі» туманності — системи зір, подібні до нашої Галактики, приймалася поступово, з великими труднощами. Однак ще у XVIII ст. було висловлено чисто філософську гіпотезу про множинність всесвітів (галактик — за сучасною термінологією). Першими щодо цього у 1734 році зафіксовані висловлювання шведського філософа Сведенборга. Вони не ґрунтувалися на спостереженнях, однак були дуже близькі до сучасних поглядів на влаштування космосу. Саме тоді і Райт незалежно висунув таку саму ідею, вперше задіявши спостережені свідчення на її підтримку. Одними з найперших теорію «острівного» всесвіту підтримали Кант, який висловлював свою прихильність до ідей Райта та завдяки якому ми, головним чином, і знаємо про концепцію Райта, та В. Гершель, який першим використовував спостережну техніку для вивчення туманностей та скупчень зір.

Гершель початково вважав, що всі туманності складаються із зір — деякі з яких були настільки далекими, що в них не можна було виокремити зорі. На його думку, діапазон розмірів туманностей дуже широкий: від таких, що містять лише декілька зір, до подібних на Молочний Шлях, у які включав М 33, М 17, М 31, а також туманність Оріона. Гершель зробив спробу оцінити відстань до туманностей, ґрунтуючись на факті розділення на зорі. Однак потім він знайшов планетарну туманність NGC 1514, яка за своїм виглядом була, очевидно, однією зорею зі слабкою туманністю — «туманною зорею». З цієї причини та з того факту, що підрахунки зір у вибраних областях (шаблони) не давали йому можливість вийти за межі Молочного Шляху, Гершель кардинально переглянувши свою позицію, почав притримуватися думки, що всі туманності малі порівняно з Молочним Шляхом та розміщені всередині нього. Протиріччя між цими двома поглядами були вирішені через понад століття після його смерті, у 1822 році.

Спостереження Парсонса за допомогою 72-дюймового рефлектора знову привернули увагу до теорії «острівних» всесвітів. Його праця, опублікована у 1850 році, містила детальний опис п'яти спіральних туманностей, зокрема М 33, та список ще сорока туманностей. Під впливом цього відкриття О. Гумбольдт,

німецький дослідник природи, географ та мандрівник, якого називали арістотелем ХХ ст., узагальнюючи знання про Землю та Всесвіт, у капітальному п'ятитомному творі «Космос» розвинув теорію «острівних» всесвітів (саме Гумбольдт ввів цей термін). Водночас, базуючись на відкритті спіральних туманностей Парсонсом та використовуючи підрахунки зір Гершелів, професор математики та астрономії коледжу у Нью-Джерсі С. Александер зауважив, що зорі всередині Молочного Шляху утворюють спіральну структуру з декількома (можливо чотирма) спіральними рукавами, та прослідкував їх на небі.

У 1858 році Г. Спенсер в есе про небулярну гіпотезу аргументував, що якщо туманності дійсно є зоряними агрегаціями, то, оскільки всі зорі мають подібні розміри, і всі туманності мають бути подібних розмірів. Тому видимі найбільшими та, отже, найближчі мають розділятися на зорі, тоді як найменші та найдавші мають лишатися нерозділеними. Однак спостерігаються малі туманності, які розділяються на зорі. Звідси ніби випливала безпідставність гіпотези про зоряну природу туманностей. Наводячи цей аргумент, Спенсер плував малі зоряні скупчення з туманностями-галактиками, і це виявилось не відразу.

У 1864 році Гаггінс, спостерігаючи деякі туманності за допомогою спектроскопа, знайшов спочатку спектр з емісійними лініями для планетарної туманності NGC 6543, а кілька ночей по тому — неперервний спектр з натяком на абсорбційну картину для М 31. Він показав, що туманності можна поділити на два суттєво різних класи: ті, що були хмарами світлого газу, та ті, що були зоряними агрегаціями. Всі спіральні туманності були визначені приналежними до останнього класу. Пізніше, у 1899 році, Ю. Шейнер, німецький астроном з Потсдамської обсерваторії, надав переконливе свідчення цього у формі першої спектрограми високої якості для спіральної туманності М 31.

Позагалактичну природу туманностей встановити було складно насамперед через колосальні відстані до них, які до початку ХХ ст. ще не можна було вимірювати наявними засобами. Майже всі туманності, за винятком найближчих галактик, мали вигляд туманних плям, які важко було відрізнити одна від одної (галактичні туманності, планетарні туманності, нерозділені на зорі кулясті скупчення, галактики). Думку, яка стала домінуючою, висловила у 1890 році Клерк: «Питання про те, чи є туманності зовнішніми



галактиками, навряд чи потребує подальших обговорень. На нього дав відповідь сам прогрес досліджень. Можна із впевненістю сказати: жодний компетентний вчений, що має всі наявні доведення, не буде дотримуватися думки, що хоча б одна туманність є зоряною системою, зрівняною за розмірами із Молочним Шляхом. Практично встановлено, що всі спостережувані на небі об'єкти (і зорі, і туманності) належать одному величезному конгломерату...». Так було «закрито» позагалактичну астрономію.

0.4. Аргументи «за» та «проти» острівних систем

У кінці XIX ст. застосування фотографії дало змогу виявляти різницю між туманностями. Із фотографій Кілера побачили, що туманностей набагато більше ніж вважалося. За його оцінками, в області досяжності 36-дюймового рефлектора Лікської обсерваторії знаходиться 120 тис. туманностей, більшість з них — спіральні. Результатами досліджень спіралей нібито підтверджувалися невеликі їхні розміри та розташування в межах Молочного Шляху або десь не дуже далеко від нього.

На початку XX ст. більшість вчених вважали, що спіральні туманності знаходяться за межами нашої Галактики, проте прямих доказів цьому ще не було. Досить таки невизначеними лишалися розміри Галактики та відстані до спіралей. Маятник аргументації *pro et contra* позагалактичної природи спіралей розгойдувався все сильніше. Невдовзі аргументи почали з'являтися, але були і контраргументи. Нині деякі з них здаються наївними та необґрунтованими, але на той час за браком точних даних сприймалися дуже серйозно. Нижче наведено деякі з таких аргументів і контраргументів.

У 1899 році Шейнер знайшов подібність між спектрами М 31 та Сонця. З цього він зробив висновок, що М 31, можливо, є системою зір, подібною до Молочного Шляху. Ядро М 31 може бути аналогом зір, що оточують Сонце (вважалося, що Сонце знаходиться в центрі Галактики — знову прояв егоцентризму), спіральні гілки М 31 — аналог Молочного Шляху.

Проте В.М. Слайфер виявив, що туманність у Плеядах відбиває світло. На цій підставі він зробив висновок, що і М 31 може

складатися з клаптикуватої та розрідженої матерії, яка світиться відбитим світлом центральної зорі.

За допомогою тогочасних інструментів отримували знімки спіралей зі згущеннями, які, як ми знаємо, були неякісними розмитими зображеннями зір. У 1910 році Дж.У. Річі, аналізуючи зображення за допомогою 60-дюймового телескопа Маунт-Уілсон, писав, що, можливо, ці згущення — зорі у процесі формування. Звідси випливає висновок про подібність спіралей до Галактики.

У 1920 році, ґрунтуючись на розподілі зір та їхніх світностей, американський астроном Ф.Г. Сірс розрахував поверхневу яскравість Молочного Шляху, вона виявилася набагато меншою за поверхневу яскравість спіралей. Це означало, що спіралі суттєво відрізняються від Молочного Шляху, тому або є туманностями (у прямому сенсі), або, якщо складаються із зір, то повинні мати більшу густину зір або їхні зорі яскравіші. Оскільки гіпотеза «острівних» систем містила тезу, що їхні розміри порівнянні з розміром Галактики, то імовірно, що спіралі — це газопилові туманності.

Британський аматор астрономії Дж. Рейнольдс виявив, що зовнішні частини спіралей більш блакитні, ніж центральні частини. Оскільки вважалося, що Галактика однорідна за зоряним складом, то звідси випливав висновок про відмінність спіралей від Галактики. Цим Рейнольдс ніби підтвердив «туманну природу» спіралей. В.Г.В. Бааде відкрив два типи населення Галактики, довівши тим самим його неоднорідність.

У 1907 році шведський астроном К. Болін виміряв річний паралакс М 31 (дорівнює $0,17''$), що відповідає відстані 6 пк. Але К.Е. Лундмарк показав наявність систематичних похибок у його розрахунках. У 1911 році Ф.В. Вері визначив це значення як приблизно 1600 св. р. (500 пк), порівнюючи блиск нових зір (далі — нові) у М 31 та нової у Персеї. Як виявилось, у М 31 дійсно спалахує наднова, і оцінка Вері теж була помилковою, істотно заниженою, але спростовувала результат Боліна.

Найвагомішим аргументом на користь близькості спіралей вважалися вимірювання нідерландського астронома А. ван Маанена з обсерваторії Маунт-Уілсон, що стосувалися власних рухів деяких деталей, які він зміг розрізнити у ближніх туманностях. Протягом перших декількох років роботи 60-дюймового телескопа в Маунт-Уілсон Річі отримав найкращі фотографії туман-



ностей. На його фотографіях спіралей конденсованого типу (типу М 33) видно багато зір у спіральних рукавах, за якими можна було виміряти власні рухи. У наступні роки знімки були отримані та досліджені ван Мааненом. У 1916 році після опрацювання накопичених за тривалий час спостережень він повідомив, що власні рухи у М 101 становлять $0'',02$ у рік і спрямовані приблизно по колу. Це можна було інтерпретувати або як обертання, або як потоки назовні вздовж спіральних рукавів. Якщо рух прийняти як обертання, то період обертання дорівнює 85 тис. років. Аналогічні вимірювання ван Маанен виконав і для інших галактик; отримані власні рухи також становлять декілька сотих кутової секунди у рік. Якщо прийняти «розумні» значення швидкостей в цих системах (хоча б накласти умову, що швидкість має бути меншою за швидкість світла), то вони виявилися близькими об'єктами. Так, за розрахунками, виконаними у 1923 році відстань до М 33 за ван Мааненом дорівнювала лише 2 кпк. Окрім того, тільки той факт, що власні рухи можна виміряти у спіралях, свідчив про те, що вони є близькими об'єктами. Аналогічні результати отримав С.К. Костинський у Пулковській обсерваторії.

Для перевірки цих важливих даних Лундмарк незалежно провів вимірювання М 33 більш ніж у 400 точках пластинок ван Маанена. Хоча вимірювання його та ван Маанена добре корелювали за напрямком і за відносними власними рухами, абсолютні значення останніх були у 10 разів меншими за отримані ван Мааненом. Тому він, а слідом Кертис і Костинський дійшли висновку про фіктивність великих рухів у спіралях, їхню обумовленість інструментальними або фотографічними похибками. Лише у 1935 році після неспростовних доведень П. Габбла ван Маанен визнав помилковість своїх вимірювань.

У 1914 році Слайфер розрахував радіальну швидкість для М 31 — 300 км/с, а Вольф повідомив про перші спектрографічні вимірювання внутрішніх рухів у спіралях і знайшов швидкість обертання для М 81 — 100 км/с. У великомасштабному огляді руху спіралей Слайфер (1915) зауважив, що їхня середня швидкість у 25 разів перевищує середню швидкість зір, а також швидкість будь-якого іншого астрономічного об'єкта. Він також визначив великі внутрішні рухи: швидкість обертання для спіралі з ребра NGC 4594 становила 100 км/с на відстані $20''$ від ядра.

Ф.Г. Піз у 1915 році підтвердив наявність великих внутрішніх рухів у спіралях, вимірявши різницю у приблизно 200 км/с між радіальними швидкостями ядра М 33 та яскравої конденсації (NGC 604). Великі систематичні радіальні швидкості свідчать про те, що спіралі не можуть бути гравітаційно прив'язані до Молочного Шляху, а отже, не є його складовими. За відомими радіальними швидкостями для внутрішніх рухів, якщо їх можна поєднати з даними про власні рухи, можна визначити відстані до спіралей.

На початку ХХ ст. уточненням розмірів Галактики займався Шеплі. Він оцінював відстані до кулястих скупчень за методом найяскравіших зір. При цьому він не враховував поглинання світла в Галактиці і отримав дуже великі її розміри — до 100 кпк. Тому Шеплі на підставі даних, отриманих ван Мааненом, відстоював позицію, що спіралі знаходяться в межах Галактики. Водночас за розташуванням кулястих скупчень він правильно оцінював те, що Сонце знаходиться на периферії Галактики. Це суперечило більш поширеній думці про центральне положення Сонця, яка ґрунтувалася на підрахунках зір.

Перші свідчення про набагато більші відстані отримав Кертис за даними про нові зорі. У 1917 році Річі вперше фотографічно на знімках, отриманих за допомогою 60- і 100-дюймових телескопів, виявив нові зорі у спіральних туманностях: дві нові у М 31, одну в NGC 6946 і ще одну в М 31, а також одну нову в NGC 4527 і дві у NGC 4321 (М 100). До перевірки того, чи є відкриті зорі періодичними змінними, був залучений відомий спеціаліст зі змінних зір Е.Ч. Пікерінг. Він перевіряв колір відкритих зір та зробив висновок, що такий колір не може бути у довгоперіодичних змінних, чим підтвердив відкриття Кертиса.

У 1918 році Кертис оцінив відстань за новими зорями до Андромеди як 150 кпк (сучасні дані — 770 кпк). Натхненні цими відкриттями, Річі та Кертис перевірили велику колекцію пластинок обсерваторій Маунт-Уїлсон і Лікської та знайшли декілька десятків нових, раніше не помічених, зокрема дві у М 31. Систематичним оглядом у наступні два роки вони одержали 14 додаткових нових у М 31, але жодної в інших спіралях. Це сформувало однорідну групу нових, які мали пікове значення видимої зоряної величини приблизно $m_{pg} = 17$, що на 10 величин слабкіше



за нову S (1885) у M 31, відкрити візуально астрономом Тартуської обсерваторії Е. Гартвігом. Нова S Андромеди була подібна до нових зір в інших спіралях, тобто її світність не перевищує світність материнської Галактики. До цього часу не було нагальної потреби у виборі типу нової у галактичних нових. Відкриття нових зір, по-перше, підтвердило зоряний склад спіральних туманностей, а по-друге, оцінюючи відстані за новими, було відкрито спіральні туманності, що знаходяться далеко за межами Галактики, навіть якщо їхні розміри були обчислені тоді помилково.

Кертис став головним захисником теорії «острівних» систем, хоча його критикували інші астрономи, особливо Шеплі.

Інший видатний захисник концепції позагалактичного розташування спіралей на підставі даних про нові — Лундмарк. У 1919 році він запропонував оцінювати відстані до спіралей за їхніми кутовими розмірами. Аналізуючи визначення паралакса M 31 різними авторами, він розрахував його значення — $\pi \leq \leq 0",0000057$, що відповідає оцінці відстані $r \geq 175$ кпк. У 1921 році Лундмарк за найяскравішими зорями, приймаючи для них абсолютне значення зоряної величини -6^m , оцінив відстань до M 33 як 300 кпк. (Сучасне значення — 850 кпк, за порядком величини Лундмарк був близький до істини.)

Але повної довіри до даних про відстані за новими, а тим більше за кутовими розмірами спіралей, не було. Зауважимо, що в дійсності в спіралях поруч із новими спостерігалися і наднові зорі, навіть у більшій кількості (наприклад, Нова Гартвіга). Якби цей факт був врахований, то оцінки відстаней до спіральних галактик були б набагато більшими, оскільки в середньому абсолютна зоряна величина наднової зорі на 10 величин перевищує абсолютну зоряну величину нової. Своєчасно не було звернуто увагу на те, що є дані про спалахи наднових у 1664 та 1885 роках у Андромеді, а також відомості про наднові у деяких інших спіралях.

0.5. Цефеїди

Превалюючого значення набула думка прибічників позагалактичної природи спіралей після розробки методу визначення відстаней за цефеїдами. Цефеїди дали більш ґрунтовні аргументи на підтвердження великих відстаней до спіралей.

У 1908 році Г.С. Лівітт з Гарвардської обсерваторії зробила неоціненне для астрономії відкриття. Вона виявила залежність між абсолютною зоряною величиною та періодом змінності для цефеїд (у 1912 році цю залежність вона визначила більш точно).

Лівітт досліджувала 25 класичних цефеїд у Малій Магелановій Хмарі (ММХ) та з'ясувала тісну кореляцію між їхньою видимою зоряною величиною та періодом змінності. Значення цього відкриття зрозумів датський астроном Е. Герцшпрунг: Лівітт знайшла залежність між абсолютною світністю та періодом, оскільки з достатньою точністю можна вважати, що всі досліджувані зорі ММХ знаходяться на однаковій відстані від спостерігача. Якщо ця властивість є універсальною, а не тільки характерною для цефеїд ММХ, то за цефеїдами у розділених на зорі туманностях можна визначати відстані.

Результати досліджень цефеїд показали неоднорідність класу змінних зір, які спочатку відносили до цефеїд. «Цефеїди» можна розділити на дві чітко окреслені групи. До першої групи належать цефеїди, які нині називають класичними цефеїдами. Головними їхніми характерними особливостями є належність плоскій складовій зоряного населення Галактики (тип I) та періоди зміни блиску, більші за добу. До другої групи «цефеїд» належать зорі сферичної складової Галактики (тип II) та, зокрема, зоряних скупчень. Періоди цих цефеїд у цілому менші ніж доба. До цієї групи належать змінні зорі з періодами від 90 хв до доби та півтори доби й амплітудою зміни блиску порядку однієї зоряної величини, які називають зорями типу RR Ліри. Інший клас «цефеїд» утворюють зорі типу W Діви — довгоперіодичні «цефеїди» сферичної складової галактики.

Проте класичні цефеїди — дуже яскраві надгіганти — в Галактиці знаходяться дуже далеко від нас, тому було важко прокалібрувати залежність з використанням геометричних методів, зокрема методом тригонометричного паралакса. Іншими словами, на час відкриття залежності існувала проблема її нуль-пункту. Вперше оцінити нуль-пункт у 1913 році спробував Герцшпрунг за цефеїдами, найближчими до Сонця. За цією залежністю він визначив відстань до ММХ — приблизно 10 кпк (нині прийнята відстань 60 кпк). У 1916—1918 роках Шеплі переглянув нуль-пункт та визначив відстань до Магеланових Хмар як 30 кпк. Взагалі цей нуль-пункт весь час переглядався, та про вирішення



проблеми можна було говорити лише у 1950-х роках, про що йтиметься далі.

Результати досліджень цефеїд у Магеланових Хмарах свідчили, що Хмари знаходяться за межами Галактики. Але цікаво, що вони не ототожнювалися жодним чином зі спіралями та вважалися деякими особливими утвореннями. Тому з позагалактичного розташування Хмар за логікою тих часів не впливало позагалактичне положення спіралей. Цефеїд у спіральних туманностях ще не було виявлено. Відкривали тільки нові зорі, до яких не було довіри, про що йшлося вище. (Можна сказати, що нам не поталанило із сусідами Галактики. Якби ми мали спірального сусіда, то розташування туманностей за її межами було б, певно, доведено раніше.)

0.6. «Велика суперечка»

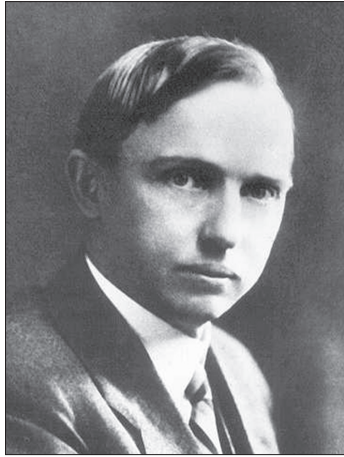
Невизначеності з відстанями до спіралей та з розмірами Галактики були настільки різними, що 26 квітня 1920 року у Національній академії наук США (Вашингтон) був організований публічний диспут, який увійшов в історію як «велика суперечка». Головними опонентами були Шеплі та Кертис.

Перша частина суперечки стосувалася відстаней до кулястих скупчень, розміру Галактики та положення Сонця. Шеплі доповідав результати своїх вимірювань відстаней, зокрема, до кулястого скупчення М 13 на базі методів за найяскравішими зорями-гігантами та за цефеїдами. Кертис критикував вимірювання Шеплі та відстоював думку щодо менших розмірів Галактики та центрального положення Сонця у Галактиці, в чому був неправий. Пізніше це доведуть Б. Ліндبلاد та Я.Г. Оорт, які побудують модель обертання Галактики, пояснивши швидкості зір.

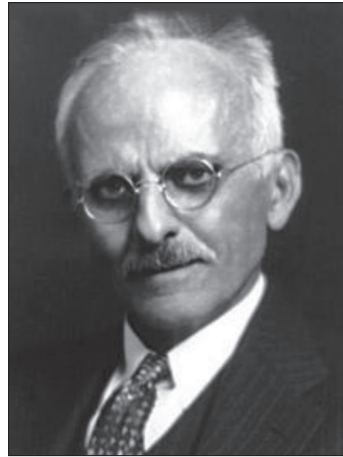
Друга частина суперечки стосувалася положення та природи спіральних туманностей. Тут уявлення Кертиса про шкали відстаней та розміри галактик були набагато ближчими до істини, ніж Шеплі. Але довести це за наявним спостережним матеріалом було складно.

При цьому обговорювали здебільшого такі питання:

1. *Розподіл спіралей, прив'язаний до Галактики*, — на полюсах їх більше. На думку Шеплі, галактики знаходяться, якщо не в самій Галактиці, то десь поблизу, і вона у своєму русі у Всесвіті



Харлоу Шеплі



Гебер Кертіс

«відштовхує» спіралі до полюсів. Кертіс припускав, що існує поглинання у зоні Молочного Шляху (яке дійсно пізніше відкрив Р. Трюмплер), аргументуючи це демонстрацією смуг поглинання у видимій з ребра галактики NGC 4565.

2. *Великі променеві швидкості.* На думку Шеплі, відштовхування визначає і великі швидкості. Кертіс вважав великі швидкості прийнятними в гіпотезі про острівні системи.

0.7. Доведення Габблом позагалактичного розташування галактик

«Таємницю» спіральних туманностей було відкрито завдяки роботам Габбла в обсерваторії Маунт-Уїлсон. Він довів, що ті згущення, за якими визначалися ван Мааненом внутрішні рухи, є фотографічним ефектом. На фотопластинках, отриманих ним на 100-дюймовому телескопі, там, де ван Маанен знаходив згущення у М 33 були звичайні зображення зір. У 1935 році ван Маанен визнав свою помилку. Але це сталося пізніше і не було головним аргументом. Результати спостереження цефеїд виявилися вирішальним аргументом.



У 1922 році Дж. Данкен відкрив у М 33 (галактика у Трикутнику) три рекурентні змінні, вперше виявлені в будь-якій спіралі. Однак матеріалу для визначення типу змінності було ще недостатньо. Першою впевнено ототожненою змінною зорею в інших галактиках була цефеїда у М 31. Про неї Габбл повідомив у 1923 році. Пізніше ним було ототожнено ще декілька цефеїд у М 31 та М 33. (Зауважимо, що Лундмарк першим у 1920 році розділив на зорі М 33, а Габбл у 1923 розділив на зорі М 31.) Спостережні амплітуди зміни блиску відповідали таким для цефеїд у Магеланових Хмарах та Молочному Шляху.



Едвін Павелл Габбл

Наприкінці 1924 року в Габбла вже була колекція з 47 змінних у М 33 (включаючи три змінні Данкена), 22 з яких виявилися цефеїдами. Для М 31 у нього було 36 змінних, з них 12 цефеїд. Для останніх були визначені періоди та фотографічні величини. Приймалося, що вони задовольняють тим самим співвідношенням період—колір—індекс та період—світність, як і цефеїди у Молочному Шляху та Магелланових Хмарах. Використовуючи закон період—світність, встановлений Шеплі, Габбл розрахував відстань для обох спіралей — 285 кпк. Ці відстані узгоджувалися з тими, що були виведені за найяскравішими незмінними зорями, та з тими відстанями, що були визначені при ототожненні класу слабкіших нових у М 31 з галактичними новими.

Доведення Габбла ґрунтувалося на трьох припущеннях:

- 1) цефеїди пов'язані зі спіральними туманностями;
- 2) у спіральних туманностях не відбувається значне поглинання світла аморфними туманними утвореннями;
- 3) механізм зміни блиску у цефеїд однаковий у всій спостережуваній частині всесвіту.

Підрахунок зір у М 33 за шкалою відстаней за цефеїдами показав, що їхні функції світності узгоджуються із функцією світності Каптейна для зір Молочного Шляху, що підтвердило теорію «острівних» всесвітів.

У більш віддалених галактиках цефеїди були слабкі для їх виявлення. Габбл скористався методом Шеплі — визначення відстаней за найяскравішими зорями. Дійсно, абсолютна величина найяскравіших зір сягає -9^m , а цефеїд — 5^m . Цим методом Габбл визначив ще декілька десятків галактик, де максимальна відстань за його оцінками становила до 2 Мпк. Таким чином, спостереження Габбла вирішили «велику суперечку». Спіральні туманності є колосальними зоряними системами, що розташовані на величезних відстанях від Галактики. Але й після габблівських доведень лишалися сумніви. Так, навіть Лундмарк, активний прихильник теорії «острівних» всесвітів, писав: «З часів В. Гершеля «маятник» астрономічних поглядів щодо космогонічної ролі туманностей «коливався» багато разів. При цьому дані на користь тієї чи іншої теорії були досить переконливими. Нині, швидше за все, теорія острівних Всесвітів отримала остаточне підтвердження. Чи «маятник» знову хитнеться?»

Але цього досі не сталося. Габблівські доведення можна вважати початком позагалактичної астрономії.

0.8. Бааде та шкала міжгалактичних відстаней

Навіть після доведення Трюмплером у 1930 році існування поглинання світла у Галактиці та перегляду Шеплі на цій підставі розмірів Галактики (нова оцінка становила приблизно 30 кпк), лишалася проблема різниці у розмірах Галактики та інших туманностей, насамперед М 31. (Зауважимо, що поглинання світла фактично було відкрито спочатку в інших галактиках. Кертіс задовго до 1930 року виявив, що деякі спіральні туманності, видимі з ребра, мають темні пилові смуги поглинання. Він же припустив, що наша Галактика теж поглинає світло.) Цю проблему вирішив Бааде після нового перегляду нуль-пункту залежності період—світність цефеїд. Для визначення модуля відстані користувалися єдиною кривою період—світність для класичних цефеїд та зір типу RR Ліри (зір кулястих скупчень), яку побудував Шеплі. Але зорі такого типу виявилися надто слабкими, для того, щоб їх можна було спостерігати в інших галактиках (видно було класичні цефеїди). Оскільки у середньому класичні цефеїди на 1,5 фотографічної величини яскравіші за зорі скупчень, то слід



розглядати залежність лише для побудови шкал міжгалактичних відстаней зі зміщенням нуль-пункту на 1,5 величини. При цьому відстані стають удвічі більшими, так само як удвічі більшими стають і розміри галактик. Для відстаней у межах Галактики, які переважно визначали за цефеїдами скупчень, переглядати нуль-пункт не потрібно. Масштаби Галактики зберігаються. Це наближує розміри галактик до розміру Галактики. Більш точними вимірюваннями одержують, зокрема, що М 31 дещо більша за Молочний Шлях.

У 1952 році Бааде виступив на з'їзді Міжнародного астрономічного союзу в Римі з пропозицією змінити нуль-пункт. Також йому вдалося вирішити ще одну проблему. Поза сумнівом, спіральні туманності розділяються на зорі, але їхні центральні області, а також еліптичні галактики лишалися нерозділеними. У 1944 році Бааде розділив на зорі еліптичну галактику М 32 (NGC 221) та NGC 205 (супутники туманності Андромеди М 31), а також центральні області самої М 31 та деяких інших еліптичних галактик. Його працю було надруковано в *Astrophysical Journal*. При цьому, оскільки якість друкованих репродукцій фотографій не була задовільною і читач міг не побачити ефект розділення, він висунув до редакції вимогу: до кожного примірника журналу подати ілюстрацію, виконану фотографічним способом. Це, мабуть, єдиний випадок, коли у журналі було вміщено фотографію.

З робіт Габбла, Г'юмасона, Лундмарка, Віртца та інших астрономів розпочалося систематичне дослідження позагалактичних об'єктів, інших галактик. Зокрема, великий внесок у визначення радіальних швидкостей слабких галактик зробив Г'юмасон в обсерваторії Маунт-Уілсон. Надалі Габбл, за своїми результатами і даними, отриманими Г'юмасоном, виявив червоне зміщення у спектрах галактик, яке було пояснене в рамках Загальної теорії відносності розширенням Всесвіту. Потім було відкрито



Вільгельм Генріх Вальтер Бааде

позагалактичні радіоджерела, квазари, активні галактичні ядра та інші об'єкти вивчення позагалактичної астрономії.

Так виникла позагалактична астрономія. Фактично, аж до 1930-х років вона розвивалась переважно в США, оскільки основні спостереження можна було проводити тільки за допомогою великих (сучасних на той час) телескопів і за сприятливих атмосферних умов, якими вирізняється Каліфорнія.

0.9. З історії становлення позагалактичної астрономії в СРСР та Україні

У Радянському Союзі, як і в більшості європейських країн, за відсутності необхідних атмосферних умов застосовували здебільшого фотометричний та колориметричний методи спостережень і то лише до найяскравіших галактик. До 1950-х років дослідження з позагалактичної астрономії в СРСР проводили епізодично — за винятком робіт М.С. Ейгенсона в Пулковській обсерваторії та М.А. Вашакідзе в Абастуманській обсерваторії, де використовували 32-сантиметровий рефлексор. Саме Вашакідзе виявив показники кольору декількох сотень галактик і поляризацію світла близьких галактик. У 1943 році Ф.Й. Лукацька (випускниця Київського державного університету; потім працювала в ГАО АН УРСР) виконала подібні дослідження з розподілу кольору в спіральній галактиці М 51.

Ейгенсон у 1932—1943 роках виконав цикл робіт із застосуванням статистичних методів, які оприлюднив у працях «Большая Вселенная» (1935) та «Позагалактическая астрономия» (1960). Нагадаємо, що перша подібна монографія за кордоном, підготовлена Габблом, вийшла 1936 року. Ейгенсон досліджував поглинання світла всередині галактик та у міжгалактичному середовищі і підтвердив випадковість розподілу у просторі напрямків осей обертання спіральних галактик, через видиму упорядкованість яких відносно Галактики деякі астрономи, зокрема Рейнольдс, заперечували теорію «острівних» всесвітів.

Із вагомих результатів відмітимо працю Б.А. Воронцова-Вельямінова і О.П. Крамера (1938) з визначення руху Сонячної системи відносно галактик з відомими на той час променевими



швидкостями. Особливої уваги заслуговують дослідження К.Ф. Огородникова, які у 1952 році зумовили розробку теорії кінематики Галактики. А саме, застосовуючи метод кінематики центроїдів, він показав, що найближча частина Молочного Шляху обертається в напрямку на сузір'я Діва, чим підтвердив висновок В. Купер-Рубін про диференціальне обертання нашої галактики. Свої дослідження Огородников узагальнив у монографії «Динаміка зоряних систем» (1958), де запропонував динамічну класифікацію зоряних систем. Зокрема для Д-систем, час релаксації яких майже порівняно з періодом обертання, обертання буде твердотільним. Густина в кожній із таких систем пропорційна кутовій швидкості, і до них можна застосовувати теорію рівноваги обертальної однорідної рідини (еліпсоїди Маклорена першого роду відповідають еліптичним галактикам і ядрам спіральних, еліпсоїди Маклорена другого роду — спіральним галактикам, а еліпсоїди Якобі — галактикам, видимим із ребра).

На початку 1950-х років розпочалось масштабне дослідження морфології галактик у працях В.А. Амбарцумяна в Бюраканській обсерваторії (Вірменія) і Б.А. Воронцова-Вельямінова в Москві, а також фотометрії галактик у працях Д.Є. Шеголева в Алма-Аті (Казахстан). Зокрема, останній показав, що частка світла від гарячих молодих зір зростає з віддаленням від центру у спіральних гілках галактик, а також, що випромінювання спіральних гілок значно менше порівняно з випромінюванням ядра і диска галактики. Ці дослідження продовжили Б.Є. Маркарян і А.Т. Каллоглян у Бюраканській обсерваторії. Було відкрито специфічний клас галактик з надлишком нетеплового випромінювання у фіолетовій області спектра.

У 1952—1954 роках у Кримській астрофізичній АН СРСР (КрАО) обсерваторії Г.А. Шайну і В.Ф. Газе за дослідженнями водневих туманностей у галактиках на маломасштабних знімках вдалося вперше показати, що маси газових туманностей у близьких галактиках сягають десятків тисяч мас Сонця.

Визначальним у розвитку позагалактичної астрономії в СРСР і в світі був внесок Амбарцумяна. На початку 1950-х років він висунув ідею про походження зір і галактик як результат послідовного розпаду дозоряних надгустих тіл (асоціації), яку він поширив також на подвійні та кратні галактики та їхні скупчення.

Висновок про нестійкість окремих груп у вигляді ланцюгів і скупчень галактик підтвердили Б.Є. Маркарян, І.Д. Караченцев та інші, і ці новаторські космогонічні ідеї були обґрунтовані в працях В.А. Амбарцумяна (1958, 1961).

Результат багаторічної роботи Б.А. Воронцова-Вельямінова, А.А. Красногорської і В.П. Архіпової — перша частина праці «Атлас і каталог взаємодіючих галактик» (1959) і чотири томи «Морфологічного каталогу галактик» (1962—1967), складені на базі Паломарського атласу неба. Праця «Атлас і каталог взаємодіючих галактик» започаткувала новий напрямок досліджень з позагалактичної астрономії. У 1958 році Б.А. Воронцов-Вельямінов вперше визначив масу газу в галактиках з широкими емісійними лініями в спектрах (галактики Сейферта), а у 1964 році Е.А. Діббай і В.І. Пронік розпочали детальні спектральні спостереження сейфертовських галактик за допомогою 125-сантиметрового рефлектора на Кримській станції ДАІШ. Вони запропонували термін «область широких емісійних ліній» для галактик із активними ядрами, який широко застосовується і сьогодні.

Отже, із середини 1950-х років дослідження з позагалактичної астрономії набули широкого розвитку в СРСР, дали науковій спільноті багато принципово нових ідей та стимулювали побудову потужних телескопів у південних республіках. Зокрема, в 1961 році в Україні (тоді УРСР) у КраО ввели в дію 2,6-м телескоп; у РРСФР приступили до виготовлення Великого азимутального 6-м телескопа Спеціальної астрофізичної обсерваторії АН СРСР, спостереження на якому розпочали в 1974 році (г. Семиродники поблизу с. Нижній Архиз (Карачаєво-Черкесія)); Головна астрономічна обсерваторія АН УРСР започаткувала будівництво найвищої в Європі обсерваторії на піку Терскол (Кабардино-Балкарія), 2-м телескоп якої було введено в експлуатацію в 1995 році. Також у 1950-ті роки стрімко розвивалася радіоастрономія. Розпочалося будівництво РАТАН-600 поблизу с. Зеленчузька (Карачаєво-Черкесія). В Україні було побудовано радіотелескопи декаметрових хвиль під керівництвом С.Я. Брауде (с. Граково поблизу Харкова), найкращою модифікацією яких є найбільший у світі радіотелескоп УТР-2, введений у дію 1970 році (належить Радіоастрономічному інституту НАН України).

МОЛОЧНИЙ ШЛЯХ**1.1. Молочний Шлях як галактика**

Наша Галактика має назву Молочний Шлях (від грец. γαλακτικός — молочний; від англ. the Milky Way) або Чумацький Шлях (українська назва, що збереглася від часів чумакування наших пращурів шляхом до Києва). Галактика — одна з багатьох подібних зоряних систем у Всесвіті, містить приблизно 200 млрд зір, газ та пил; пронизана магнітним полем, наповнена космічними променями; відносно відокремлена силами самогравітації; як і для інших зоряних систем, важливою її складовою є темна матерія, сконцентрована в гало. Вік Галактики становить до 13,5 млрд років.

Молочний Шлях на нічному небі має вигляд світлої смуги, що проходить у північній півкулі через сузір'я Близнюків, Тільця, Візничого, Кассіопеї, Цефея та Лебеда, далі розділяється в сузір'ї Орла; у південній півкулі проходить через Щит, Стрілець, Змієносець, Скорпіон, Жертовник, Косинець, потім з двох зливається в одну смугу, проходить через Кентавр, Південний Хрест, Кіль, Вітрила, Єдиноріг і переходить у північну півкулю через сузір'я Оріона. Галактику ми бачимо у вигляді смуги — розсіяного світла зір, які утворюють у просторі складну, але досить правильну фігуру у вигляді плоского диска з потовщенням у центрі, яке називають балджем (від англ. bulge — опуклість). Від центральної частини до периферії диска відходять спіральні рукава, в яких переважно концентруються яскраві зорі й області зореутворення. Такі структурні елементи, як диск і балдж, можна бачити і в інших спіральних галактиках, що спостерігаються з ребра (рис. 1.1, *a*).

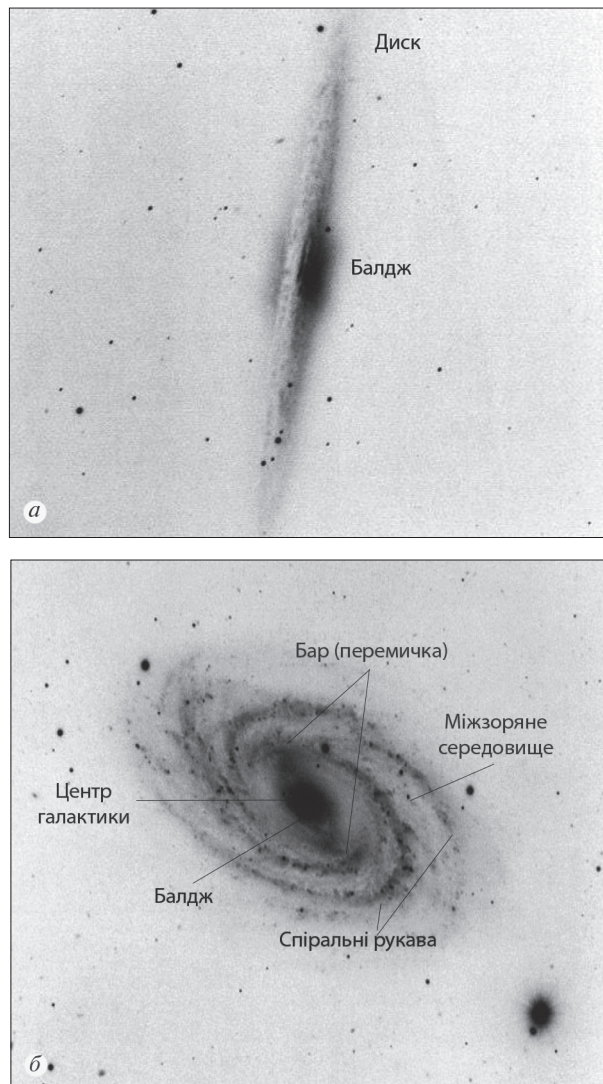


Рис. 1.1. Галактики, які можуть розглядатися як двійники Молочного Шляху за морфологічними класифікаціями Габбла і де Вокулера:

a — спіральна галактика NGC 5746, що спостерігається з ребра (зображення отримане (1994) за допомогою 2,5-метрового телескопа Лас-Кампанас обсерваторії); *б* — галактика M 109 (NGC 3992), що спостерігається пласом (зображення отримане (1994) за допомогою 5-метрового телескопа Паломарської обсерваторії). Режим доступу — база даних NED, <http://nedwww.ipac.caltech.edu>



Нашу Галактику відносять до спіральних галактик типу Sbc за морфологічною класифікацією Габбла (див. розд. 2). На підставі даних останніх років про кінематику газу навколо центру вважають, що Молочний Шлях має бар — перемичку, з якої відходять спіральні рукава (див. рис. 1.1, б). Варто зауважити, що ця ідея була висунута де Вокулером ще у 1960-ті роки. Згідно з його морфологічною класифікацією (див. розд. 2) Молочний Шлях належить до типу SAB(rs)bc II (див. розд. 2).

Маса видимої речовини Галактики становить $\sim 2 \cdot 10^{11} M_{\odot}$ (маса всієї Галактики $\sim 10^{12} M_{\odot}$), абсолютна візуальна зоряна величина оцінюється як $M_V = -20^m,1$. За допомогою оптичних телескопів не вдається вивчати всі частини Галактики, оскільки міжзор'яні хмари газу та пилу послаблюють світло у площині Галактики до 4^m на кілопарсек (у фотографічній смузі). Таких хмар дуже багато у напрямку на центр Галактики, що знаходиться в напрямку сузір'я Стрільця. Однак для інфрачервоного випромінювання та радіовипромінювання поглинання значно менше, і за допомогою телескопів у цьому діапазоні вдається досліджувати весь Молочний Шлях і навіть його ядерну область. Зокрема, за спостереженнями власних рухів яскравих зір, розташованих близько до центру Галактики, вдалося оцінити масу її центральної частини в об'ємі радіусом $\sim 0,1$ пк — фактично масу центральної надмасивної чорної діри — $\sim 3 \cdot 10^6 M_{\odot}$.

У будові Галактики розрізняють пласку, проміжну та сферичну складові; до першої відносять тонкий (висота ~ 300 пк, діаметр ~ 40 кпк) та товстий (висота ~ 1 кпк) диски, до проміжної — балдж, до сферичної — внутрішнє та зовнішнє гало, корону. Сонце і його околиці розглядаються як складові диска Галактики, а галактичний центр — як складова балджу (див. п. 1.4). Усі підсистеми можна окреслити еліпсоїдами, вкладеними один в один, які мають спільний центр і розрізняються протяжністю вздовж осі z , що перпендикулярна до головної площини. Таке розділення ґрунтується, насамперед, на особливостях розташування та кінематики об'єктів різних типів (зір, газу, пилу тощо). Умовну геометричну схему Галактики за сучасними уявленнями наведено на рис. 1.2, а зображення диска Молочного Шляху, отримане в різних діапазонах довжин електромагнітних хвиль та в спектральних лініях, — на рис. 1.3. У площині Галактики в оптичному діапазоні помітним є вплив поглинання світла пилом, а також

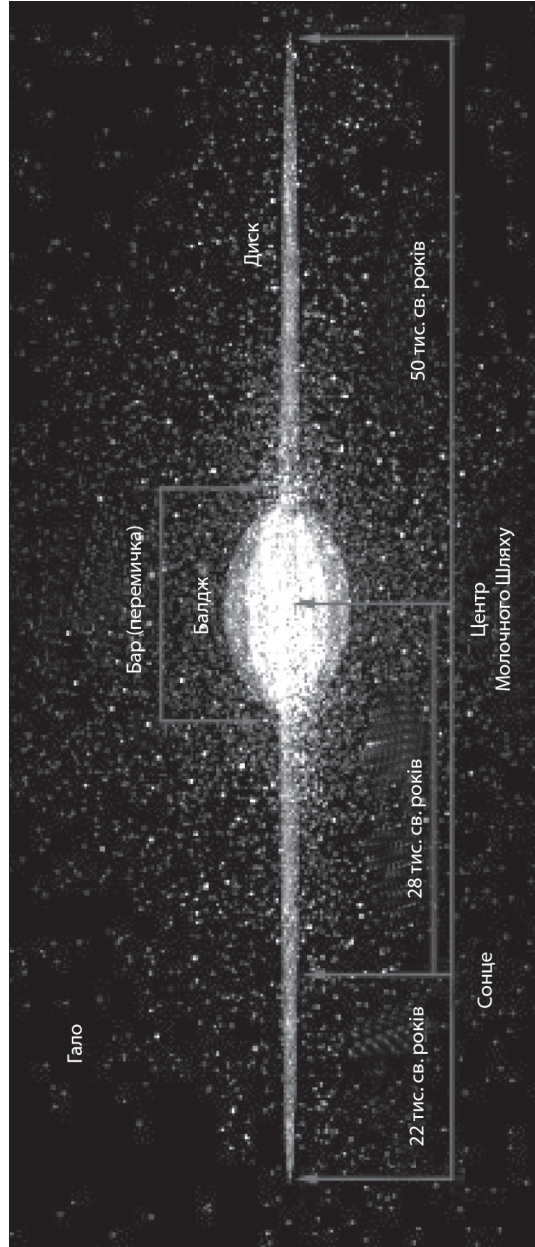
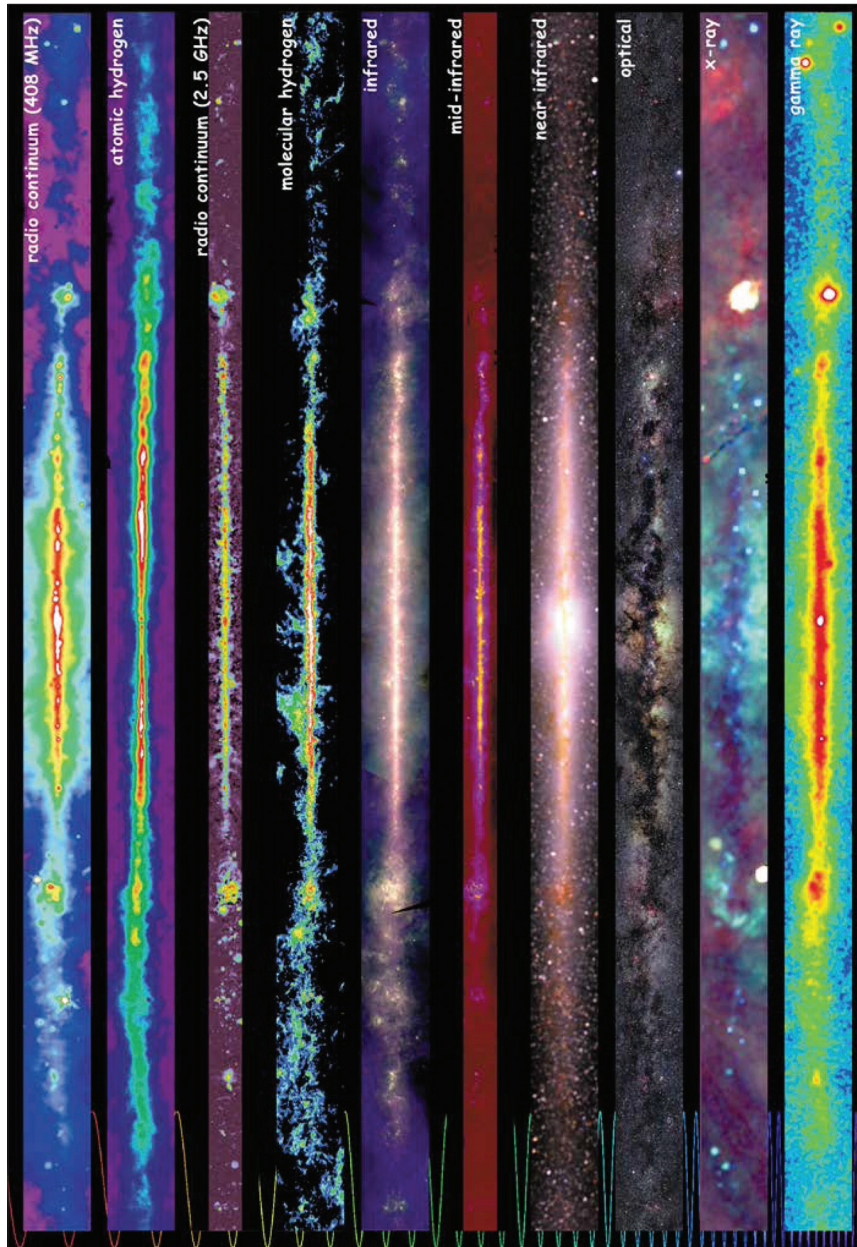


Рис. 1.2. Схематичне зображення геометричної структури диска Галактики

Рис. 1.3. Композиційне зображення диска Молочного Шляху в різних спектральних діапазонах. Зверху вниз — у радіодіапазоні: на частоті $\nu = 408$ МГц, в лінії $\lambda = 21$ см нейтрального водню, на частотах $\nu = 2,4-2,7$ ГГц, у лінії молекулярного водню ($\nu = 115$ ГГц); в інфрачервоному діапазоні в лініях $\lambda = 12, 60, 100$ мкм; у лініях $\lambda = 1,25, 2,2, 3,5$ мкм, в оптичному, рентгенівському (0,25, 0,75, 1,5 кеВ) та гамма (>100 МеВ) діапазонах



те, що розподіл атомарного і молекулярного водню більш сконцентрований до площини диска Молочного Шляху порівняно з зображенням розподілу зір у ближньому інфрачервоному діапазоні (до речі, у зображенні в цьому діапазоні чітко видно балдж Галактики).

1.2. Еволюція уявлень про структуру Молочного Шляху

У 1750 році Райт висловив припущення, що Молочний Шлях — це гігантський диск (*жорно*), утворений системою зір. Він припускав, що існують й інші «жорна», передбачаючи сучасні знання про інші галактики. Кант висловив припущення, що Молочний Шлях — екліптика для зір (сплюснутою системою зір), а Сиріус при цьому — центральна зоря. Проте таке припущення не підкріплювалося жодними доказами.

В. Гершель у 1770-х роках перевіряв цю гіпотезу, підраховуючи зорі методом, який став відомий як метод «черпків». «Черпком» для Гершеля було поле діаметром 15' його 46-сантиметрового рефлектора. Дж. Гершель аналогічну роботу провів за спостереженнями зір у південній півкулі Землі. З підрахунків Гершелів випливало, що кількість зір у полі зору різко зменшується з віддаленням від галактичного екватора і в південній півкулі знаходиться більше зір. Перша властивість свідчить про концентрацію зір до площини Галактики, друга — про асиметричне положення Сонця відносно цієї площини, тобто воно зсунуте трохи на Галактичну північ.

В. Гершель побудував першу модель Галактики (рис. 1.4). При цьому він припускав таке: 1) усі зорі однакові за світністю; 2) видимий блиск обернено пропорційний квадрату відстані (міжзоряне середовище не поглинає); 3) зорі розподілені в межах системи рівномірно, тому, якщо у даному напрямку більше зір, система сягає далі; 4) межі системи спостерігаються телескопом. Подвійній структурі у правій частині рисунка відповідає роздвоєння Молочного Шляху від Лебедя до Скорпіона. Він виявив, що діаметр Галактики приблизно у п'ять разів більший за товщину: за одиницю відстані він обрав середню відстань до зір першої величини, і якщо прийняти сучасні оцінки цієї величини, то розміри Галактики становили б лише 1800 × 340 пк.

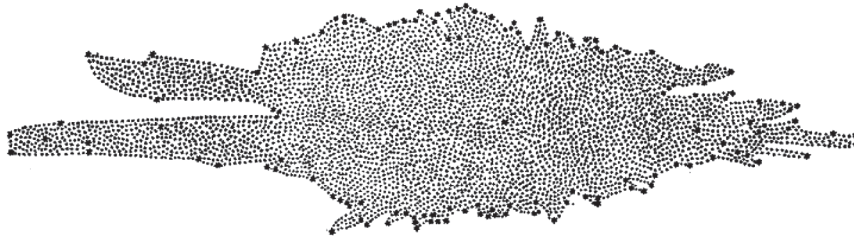


Рис. 1.4. Модель Галактики, побудована В. Гершелем у 1784 році

Пізніше сам Гершель переконався у неправильності першого та третього припущень; друге припущення також виявилось неправильним (Трюмплер Р., 1930). Однак його праці мали велике історичне значення. Завдяки їм все більше астрономів стали залучатися до досліджень зір, а пізніше — й об'єктів за межами Галактики.

Розвиток уявлень про будову Галактики на початку ХХ ст. завдячує таким вченим, як Я.К. Каптейн, Г. Зеелігер та Г. Шеплі. Нідерландський астроном Каптейн вперше кількісно оцінив зміну просторової густини зір з відстанню залежно від їхньої абсолютної світності. На підставі цих даних він на початку століття побудував модель Галактики у вигляді сплюсненого сфероїда (еліпсоїда обертання). У 1922 році Каптейн, приймаючи функцію світності зір гауссовою з середнім $M = +7^m,69$ і середньоквадратичним відхиленням $\sigma = 2^m,5$, отримав для Галактики форму, подібну до сфероїда, з діаметром 16 кпк та сплюснутістю 0,2. Сонце у цій моделі займало майже центральне положення, воно лише на 650 пк відстояло від центру. Також йому належить гіпотеза про «два потоки» зір у Галактиці. Хоча вона й була помилковою, проте стимулювала дослідження кінематики зір та зумовила відкриття обертання Галактики.

Німецький астроном Зеелігер багато уваги приділяв математичним проблемам зоряної статистики. Зокрема, він вивів інтегральне рівняння, що дає змогу за підрахунками зір до даної видимої зоряної величини m визначити щільність зір, також він є автором теореми про збільшення кількості зір у 3,98 раза при збільшенні видимої величини на одиницю. У 1920 році за підрахунками зір до $m = 13^m,5$ він побудував модель Молочного Шляху — сфероїд з розмірами 14,4 кпк на 3,3 кпк із Сонцем у центрі. При цьому він враховував і поглинання, хоча його оцінки розмірів Галактики виявилися заниженими.

У свій час Дж. Гершель звернув увагу на те, що майже всі кулясті скупчення групуються в одній частині неба. На початку ХХ ст. було показано, що вони концентруються у напрямку до сузір'я Стрільця (на 2 % всієї площі неба припадала третина всіх скупчень). Причину такої концентрації пояснив Шеплі. На його думку, центр скупчень одночасно є центром Галактики. За даними про 70 кулястих скупчень, прийнявши відстані за зорями типу RR Ліри, Шеплі встановив, що Сонце знаходиться у 15 кпк від центру, діаметр диска Молочного Шляху — 90 кпк, його товщина — 9 кпк. Так він майже на порядок порівняно з Каптейном і Зеелігером збільшив розміри Галактики. Ці дані були отримані ним за розрахунками відстаней до змінних зір у кулястих скупченнях, які підготувала Лівітт. Питання про розмір Галактики та положення Сонця було першим питанням «великої суперечки» між Шеплі та Кертісом (див. п. 0.6).

Недооцінка Каптейном розмірів Галактики зумовлювалася неврахуванням поглинання міжзоряним середовищем, а переоцінка Шеплі — тим, що дані за пульсуючими змінними зорями, які підготувала Лівітт, стосувалися цефеїд, а він використовував зорі типу RR Ліри. Шеплі суттєво перебільшив масштаби Галактики, проте його значною заслугою є встановлення динамічного центру Галактики. Врахування поглинання світла пиловим компонентом міжзоряного середовища, відкрите Трюмплером (1930), дало змогу зменшити розміри Галактики, визначені Шеплі.

У 1925 році Г. Стремберг остаточно встановив асиметрію у русі кулястих скупчень: всі вони рухалися в одному напрямку з великими швидкостями (~200 км/с). Через рік Ліндبلاد звернув увагу на асиметрію руху «зір з великими швидкостями». На відміну від повільних зір в околі Сонця (швидкості ~30 км/с), швидкі зорі зі швидкостями від 60 км/с виявили переважний напрямок руху. Тому він і припустив, що існують різні за своїми фізичними характеристиками об'єкти, які утворюють різні за кінематикою підсистеми. Ці підсистеми сфероїдальні з різним ступенем сплюсненості внаслідок різної швидкості обертання. За Ліндبلادом, зокрема, Сонце та повільні близькі зорі насправді обертаються з великою швидкістю навколо центру Галактики, утворюючи сплюснену систему. В дійсності, швидкі зорі та кулясті скупчення утворюють майже сферичну систему, повільно обертаючись навколо центру Галактики.

Остаточно факт обертання Галактики був доведений у 1927 році голландським астрономом Оортом. За променевими швид-



костями та власними рухами зір він, зокрема, встановив, що характер обертання Галактики поблизу Сонця є проміжним між твердотільним і кеплерівським. Оорт показав, що внаслідок обертання залежність середньої радіальної швидкості зір у галактичній площині (див. п. 1.3) має характер подвійної хвилі: $V_r = Ar \sin 2l$ (r — відстань зорі від Сонця; l — галактична довгота, яка відлічується від центру Галактики; A — стала Оорта). Він також у три рази (до 5,1 кпк) зменшив оцінку відстані від Сонця до центру Галактики (сучасна оцінка — близько 8 кпк).

У 1944 році Бааде зміг розділити на зорі центральну частину галактики М31 і виявив, що вони є того самого типу, що і зорі кулястих скупчень нашої Галактики. Він дійшов висновку, що розділення зір та скупчень на ті, що належать диску, який швидко обертається, та сферичній компоненті Галактики, властиве й іншим галактикам. При цьому зорі таких двох систем розрізняються за фізичними властивостями. Сферична система населення складається тільки зі старих об'єктів, а плоска (диск) — з молодих зір і скупчень. Наймолодші об'єкти концентруються в спіральних рукавах. Таке розділення зоряного населення Галактики, введене Бааде, виявилось достовірним і для інших спіральних галактик.

Отже, *зоряне населення типу I* міститься переважно в плоскій підсистемі Галактики (диска і спіральних рукавах). Типовими представниками є розсіяні зоряні скупчення, зорі з високим вмістом важких елементів, близьким до сонячного ($Z = 0,02$), гарячі гіганти і надгіганти, довгоперіодичні цефеїди, нові та наднові зорі, міжзоряний газ, планетарні та пилові туманності. Орбіти цих небесних об'єктів майже колові по диску, вік становить від 10^6 до 10^9 років.

Зоряне населення типу II міститься переважно у сферичній компоненті Галактики. Типовими представниками є кулясті скупчення, червоні карлики, короткоперіодичні цефеїди, зорі з низьким вмістом металів ($Z = 0,01$ — $0,001$). Орбіти «занурюються» в диск, вік становить понад 10^{10} років. Для детальнішого опису зоряного населення і його розташування на шкалі висот Галактики користуються такими термінами, як *екстремальне населення I*, *середнє населення II* тощо. Окрім металічності, розташування в Галактиці зоряного населення типів I і II розрізняються за віком і дисперсією швидкостей перпендикулярно до диска Галактики (менша для населення типу I).

Теорія обертального руху нашої Галактики (та інших галактик) весь час вдосконалюється. Труднощі інтерпретації спостережуваних даних розв'язками рівнянь зоряної динаміки зумовлені тим, що Галактика — складна багатокомпонентна структура, при її дослідженні необхідно знати початкові умови формування зір, які нині спостерігаються в різних підсистемах.

1.3. Галактичні координати

Геометрична структура Галактики, а саме наявність диска, дає можливість ввести дві спеціальні системи координат, зручні для розрахунків положень і кінематики небесних об'єктів у Галактиці, — *сферичну галактичну систему координат* і *циліндричну галактичну систему координат*.

1.3.1. Сферична галактична система координат

Сферичну галактичну систему координат (b, l) відносно другої екваторіальної системи координат було уніфіковано в 1958 році резолюцією Міжнародного астрономічного союзу на X Генеральній асамблеї, а саме: галактичний північний полюс був визначений за прямим сходженням $12^{\text{h}}49^{\text{m}}$ ($192^{\circ},25$) і схиленням $+27^{\circ},4$ на епоху 1950.0. Висхідний вузол галактичного екватора на небесному екваторі, який до 1958 року був точкою відліку галактичних довгот, в уніфікованій системі має довготу 33° .

Центром сферичної галактичної системи координат є положення Сонця в диску Молочного Шляху (точка S), а головною площиною — площина диска Галактики (рис. 1.5, 1.6), тоді галактичний екватор — коло KK' , головна вісь GSG' — нормаль до галактичної площини, що перетинає небесну сферу в точках, які називаються північним G і південним G' галактичними полюсами. Північний галактич-



Рис. 1.5. Схематичне зображення сферичної галактичної системи координат, центром якої є положення Сонця в диску Галактики, та галактичних координат:

b — широта; l — довгота

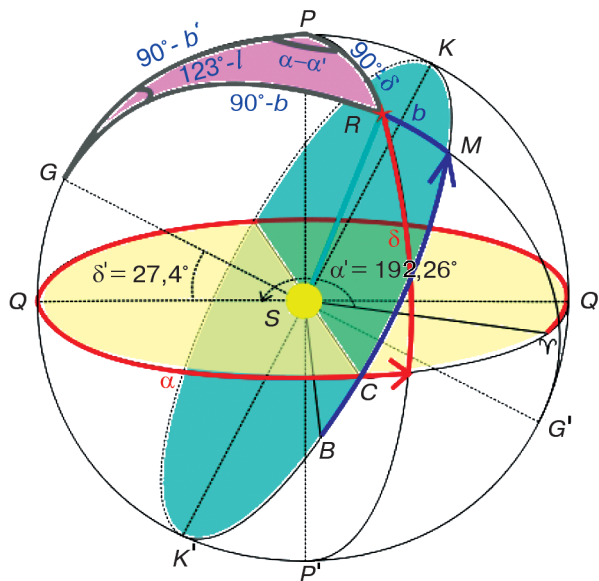


Рис. 1.6. Сферична галактична система координат та її зв'язок з іншою екваторіальною системою координат через трикутник GPR :

b — широта; l — довгота; R — небесне тіло; α — пряме сходження, δ — схилення; $\alpha' = 192,25$ (для епохи 1950.0) — пряме сходження північного галактичного полюса, $l' = 90^\circ + 33^\circ = 123^\circ$ (для епохи 1950.0) — галактична довгота північного полюса світу

ний полюс розташований у напрямку сузір'я Волосся Вероніки ($\alpha = 12^h49^m$, $\delta = +27^\circ,4$), південний — сузір'я Скульптора ($\alpha = 0^h49^m$, $\delta = -27^\circ,4$). Вісь світу PSP' нахилена до осі GSG' на $\delta' = 27^\circ,4$ (для епохи 1950.0).

Великі кола (зокрема, GRG' на рис. 1.6), що проходять через галактичні полюси, називають колами галактичних широт, а малі кола, паралельні галактичному екватору, — колами галактичних довгот. Галактична широта b небесного тіла R визначається як кутова відстань точки R від галактичного екватора KK' (довжина дуги MR), якщо Сонце — вершина трикутника, і вимірюється у напрямку відповідно на південний і північний галактичний полюси в межах $[-90^\circ, +90^\circ]$. Галактична довгота l — довжина дуги BM галактичного екватора від початкового положення об'єкта в точці B до точки M перетину галактичного екватора з колом галактичних широт, на якому лежить точка R — положення небесного об'єкта. Галактичні довготи відлічуються

проти годинникової стрілки, якщо дивитися з північного галактичного полюса G , тобто на схід від точки початку відліку B довготи в межах $l \in [0^\circ, 360^\circ]$. Кутові координати центру Галактики — $b = 0^\circ$, $l = 0^\circ$.

Оскільки видимий Молочний Шлях є досить неоднорідним за яскравістю і шириною та займає на небесній сфері велику площу, то для визначення точного розміщення галактичної площини і точки відліку довгот зроблено декілька припущень.

Одне з них стосується середньої лінії, відносно якої об'єкти Галактики розташовані симетрично. Оскільки Сонце знаходиться вище від галактичної площини на 20 пк на північ, то середня лінія фактично є малим колом небесної сфери, яке ближче знаходиться до південного галактичного полюса. Тому за галактичний екватор KK' прийнято велике коло, рівновіддалене від середньої лінії Галактики (віддалене від неї на $4\text{--}5^\circ$) і нахилене до небесного екватора QQ' під кутом $\Omega \sim 62^\circ,6$. Точка перетину (висхідний вузол) небесного екватора QQ' з галактичним GG' на епоху 1950.0 мала пряме сходження $\alpha = 282^\circ,25$ і галактичну довготу $l = 33^\circ$.

Інше припущення стосується точки відліку C , що визначає положення центру Галактики, яке ототожнюється з радіоджерелом Стрілець-А. Цей об'єкт розташований на малому колі небесної сфери, віддаленому приблизно на 1° на південь від галактичного екватора. Тому цю точку перенесено якомога ближче до галактичного екватора в напрямку від кола галактичних широт, що утворює кут 123° з напрямком на полюс світу епохи 1950.0. Радіоджерело Стрілець-А знаходиться на відстані лише $30''$ від цього кола широт.

Галактичні координати «прив'язані» до галактичної площини і центру Галактики, тому вони не змінюються з часом через прецесію. Їхні зміни пов'язані лише з власними рухами зір μ і обертанням Галактики. Оскільки Сонячна система обертається навколо центру Галактики з періодом близько 250 млн років, то за 100 років напрямок на галактичний центр зміститься всього на $0,5''$ уздовж галактичного екватора. Щодо власних рухів зір, то можна підрахувати, що зоря, яка має перпендикулярну до променя зору швидкість 10 км/с, за рік зміститься на 2.1 а. о., тоді з огляду на стандартну відстань 10 пк кутовий зсув становить $0'',21$. Найбільший власний рух ($\mu = 10'',31$ у рік) у зорі Барнарда. Всього відомо 27 зір з власними рухами, що перевищують $3'',0$ на рік, причому тільки три з них розташовані на відстані понад 10 пк.

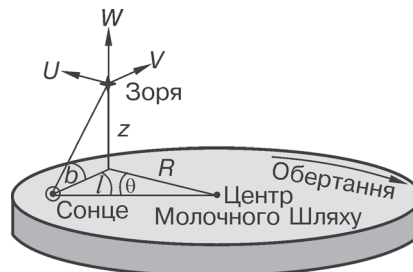
Враховуючи ці астрометричні поправки, одержуємо, що на епоху 2000.0: північний галактичний полюс має пряме сходження $12^{\text{h}}51^{\text{m}}26^{\text{s}},282$ і схилення $+27^{\circ}07'42'',01$ у другій екваторіальній системі координат; координати точки початку відліку C обрано так, щоб точка перетину галактичного і небесного екваторів з прямим сходженням 280° мала галактичну довготу $32^{\circ},93192$, а її екваторіальні координати становили відповідно $\alpha_{2000}^C = 17^{\text{h}}45^{\text{m}},6$, $\delta_{2000}^C = -28^{\circ}56',2$.

Зауважимо, що через суттєве поглинання пилом і наявність великої кількості яскравих зір у напрямку на диск Галактики майже неможливо проводити оптичні спостереження в зоні $|b| < 10^{\circ}$, яка називається *зоною уникнення*. Зокрема, тільки в 1990-х роках вдалося відкрити сусідню до нас галактику — Двінгелоо 1, яка знаходиться за центром нашої Галактики.

1.3.2. Циліндрична галактична система координат

Для аналізу геометричних, кінематичних і динамічних властивостей Галактики, а також її населення запроваджено циліндричну галактичну систему координат (R, θ, z) , центром якої є центр Галактики (рис. 1.7). Радіальна координата R визначає відстань об'єкта від центру Галактики, z — висоту над або нижче від диска Галактики (зокрема для Сонця $R \approx 8$ кпк, $z \approx 30$ пк), а кутова координата θ — кут, під яким із центру Галактики спостерігається небесне тіло відносно положення Сонця (див. п. 1.4.3). При цьому густина матерії в Галактиці не залежить від кутової координати, оскільки її розподіл досить симетричний відносно диска Галактики, і так само, як відстань до небесного тіла, не залежить від кутової координати і розраховується як $r = \sqrt{R^2 + z^2}$.

Рис. 1.7. Циліндрична галактична система координат та її зв'язок зі сферичною галактичною системою координат; вказано також відповідні компоненти швидкості зорі



1.4. Сучасні дані про структуру і фізичні властивості Молочного Шляху

За сучасними даними Галактика має складнішу структуру, ніж двокомпонентна модель (див. п. 1.2). Розрізняють тонкий та товстий диски, центральну частину (ядро), балдж, гало (внутрішнє та зовнішнє) і корону (див. рис. 1.1, 1.2); повна картина будови Галактики неможлива без розгляду близького її оточення — карликових галактик-супутників. Основні параметри, за якими розрізняються підсистеми Молочного Шляху, наведені в табл. 1.1.

1.4.1. Тонкий і товстий диски: розподіл зоряного населення

Сучасне розділення диска на товстий та тонкий ґрунтується на аналізі кінематичних характеристик зір диска та показників їхньої металічності. Виявлена різниця у розподілі кольору та поверхневої густини тонкого та товстого дисків, різні шкали зменшення густини зір із висотою над галактичною площиною. Зокрема, розподіл зір з абсолютними візуальними величинами, більшими за $3^m,5$, добре апроксимується сумою двох експонент з параметрами шкали 260 ± 50 пк для тонкого диска та 760 ± 50 пк для товстого (див. (1.4)). При цьому щільність населення товстого диска становить приблизно 7 % щільності тонкого. Кінематичні параметри товстого диска інші ніж тонкого. Так, для зір, вік яких понад декілька мільярдів років, дисперсія швидкостей зір товстого диска вдвічі більша, ніж тонкого (~45 км/с проти ~20 км/с) у вертикальному напрямку. Діаметр товстого дис-

Т а б л и ц я 1.1. Основні параметри структури Галактики

Параметр	Нейтральний газ	Тонкий диск
Маса $M \cdot 10^{10} M_{\odot}$	0,5	6
Світність $L_B \cdot 10^{10} L_{\odot}$	—	1,8
$M/L_B (M_{\odot}/L_{\odot})$	—	3
Діаметр, кпк	50	50
Форма	$\exp(-h_z/z)$	$\exp(-h_z/z)$
Шкала висот, кпк	0,13	0,325
Дисперсія σ_z швидкості, км/с	7	20
Хімічний склад [Fe/H]	>0,1	-0,5—+0,3



ка становить приблизно 30 кпк, балджу — 4 кпк (узагальнені дані див. табл. 1.1).

Просторову концентрацію, або щільність розподілу зоряного населення $n(z)$, у напрямку, перпендикулярному до галактичної площини в циліндричній галактичній системі координат, можна приблизно оцінити за такою формулою:

$$n(z) \propto \exp\left(-\frac{|z|}{h}\right), \quad (1.1)$$

де величина h задає шкалу висот або, іншими словами, товщину відповідного компонента диска. За цією формулою можна умовно виділити «молодий» тонкий диск, в якому переважно містяться газ, пил Галактики та області зореутворення (товщина ≈ 100 пк); «старий» тонкий диск (товщина ≈ 325 пк); товстий диск (товщина ≈ 1500 пк; зауважимо, що внесок зоряного населення товстого диска у загальну густину маси зоряного населення в галактичній площині на $z = 0$ становить лише 2 %). Сонце знаходиться в «молодому» тонкому диску Галактики.

Розрізнити компоненти диска можна також за дисперсією швидкостей (середньоквадратичне відхилення швидкостей від середньої швидкості) зір σ_z перпендикулярно до галактичної площини — чим більша дисперсія швидкостей, тим більші стохастичні рухи зір, тобто більшою є шкала висот h (товщина) відповідного компонента диска Галактики. Нехай щільність зір певного зоряного населення в певній частині галактичного диска описується функцією $f(V)d^3V$ зі швидкостями зір $V = (V_1, V_2, V_3)$ в елементі об'єму $d^3V = dV_1 dV_2 dV_3$ у векторному просторі швидкостей. Іншими словами, функція $f(V)d^3V$ визначає кількість зір

Товстий диск	Балдж	Зоряне гало	Гало темної матерії
0,2—0,4	1	0,1	55
0,02	0,3	0,1	0
—	3	1	—
50	2	100	>200
$\exp(-h_z/z)$	Бар	$r^{-3,5}$	$(a^2 + r^2)^{-1}$
1,5	0,4	3	2,8
40	120	100	—
-1,6—-0,4	-1—+1	-4,5—-0,5	—

із швидкостями в елементі об'єму $[V_i, V_i + dV_i]$, $i = \overline{1,3}$. Тоді середня швидкість зір певного зоряного населення становить

$$\langle V_i \rangle = n^{-1} \int_{R^3} d^3V f(V) V_i, \quad (1.2)$$

де $n = \int_{R^3} d^3V f(V)$ — загальна щільність зір певного зоряного населення; R^3 — тривимірний простір інтегрування в просторі швидкостей. При цьому допускається, що зорі в диску рухаються навколо центру Галактики по колових орбітах. Насправді, швидкість зір має й орбітальну, й випадкову компоненти (так, для зір в околі Сонця орбітальна швидкість становить ~ 220 км/с). Дисперсія швидкостей для i -ї компоненти вектора швидкості визначається з урахуванням (1.2) як

$$\sigma_i^2 = \langle (V_i - \langle V_i \rangle)^2 \rangle = \langle V_i^2 - \langle V_i \rangle^2 \rangle = n^{-1} \int_{R^3} d^3V f(V) (V_i^2 - \langle V_i \rangle^2). \quad (1.3)$$

Зокрема, для старих зір, віком понад 6 млрд років, дисперсія швидкостей становить $\sigma_z \sim 25$ км/с, а шкала висот відповідає $h \sim 350$ пк; для молодих зір, віком менш як 3 млрд років, $\sigma_z \sim 16$ км/с, $h \sim 250$ пк. Молекулярний газ, присутній в областях зореутворення, має найменшу шкалу висот $h \sim 65$ пк (див. також рис. 1.3). Отже, чим молодше зоряне населення Галактики, тим меншою є його шкала висот (товщина).

Щоб оцінити просторову концентрацію зоряного населення $n(z)$ на великих z для товстого диска, вираз (1.1) модифікують, зокрема, для щільності світності, яка пропорційна $n(z)$, і використовують формулу

$$L(R, z) = \frac{L_0 e^{-R/h_R}}{\cosh^2(z/h_z)} \quad (1.4)$$

із параметрами $h_z = 2h_{\text{тон}}$ і $L_0 = 0,05 L_{\odot}/\text{пк}^3$.

Щільність розподілу всього зоряного населення диска Галактики можна розрахувати так:

$$n(R, z) = n_0 (e^{-|z|/h_{\text{тон}}} + 0,02 e^{-|z|/h_{\text{тов}}}) e^{-R/h_R}, \quad (1.5)$$

де (R, z) — циліндричні галактичні координати; $h_{\text{тон}} = 325$ пк. У цій формулі, як і в (1.1), випадок $z = 0$ не розглядають, оскільки він не має фізичного сенсу.

Формулу (1.1) використовують також для розрахунку концентрації зоряного населення вздовж галактичної площини, де при-



пускається, що $h_R \sim 3,5$ кпк (шкала висот або товщина галактичного диска). Зокрема, в околі Сонця для зір з абсолютними зоряними величинами $4,5 < M_V < 9,5$ отримуємо, що $n \sim 0,02$ зір/пк³ (одна зоря в об'ємі 50 пак³).

1.4.2. Тонкий і товстий диски: хімічний склад і вік населення

Газопилове середовище Молочного Шляху концентрується до тонкого диска в межах 10 кпк від центру. За межами 10 кпк газопиловий шар викривлюється, заповнюючи об'єм товстого диска. При цьому на галактичних довготах від 0 до 180° він піднімається у напрямку до північного полюса Галактики, а на довготах від 180 до 360° знижується до південного полюса. Максимум густини всього газу досягається на шкалі висот 4—6 кпк.

У сучасну епоху Молочний Шлях представлений двома типами зоряного населення, яке чітко розрізняється за показником металічності (п. 1.2). На початку його еволюції вміст металів був набагато менший, оскільки металічність залежить від віку зоряного населення галактик. Кожне нове покоління зір збільшує загальну кількість металів, поповнюючи ними міжзоряне середовище. Головними постачальниками металів є наднові зорі; незначне збагачення міжзоряного середовища металами відбувається за рахунок звичайних зір на певних стадіях їхньої еволюції (під час утворення планетарних туманностей) та зоряних вітрів. Для оцінки віку користуються відношенням вмісту заліза і водню $[Fe/H]$ (див. табл. 1.1), зокрема для найстаріших зір $[Fe/H] = -4,5$, для наймолодших $[Fe/H] = 1$ (цей показник хімічного складу також нормується в сонячних одиницях і для Сонця становить $[Fe/H] = 3 \cdot 10^{-5}$).

Характерні значення металічності тонкого і товстого дисків становлять відповідно $-0,5 \leq [Fe/H] \leq 0,3$ та $-1,0 \leq [Fe/H] \leq -0,4$. Як бачимо, зорі в тонкому диску в середньому молодші, ніж в товстому диску. Іншими словами, або зорі, що народжуються в тонкому диску, упродовж еволюції мігрують в товстий диск, або зореутворення починається (завершується) раніше — в товстому диску. На користь першого процесу свідчить те, що молекулярний газ раніше мав більше поширення, ніж спостережуваний нині (більш концентрований до площини Галактики), а також,

що дисперсія швидкостей σ_z зоряного населення, відповідно, й шкала висот зростають з віком Галактики (див. (1.3)), тоді як газ під дією внутрішнього стиснення залишається сконцентрованим до галактичної площини. Очевидно й те, що частина зір, які утворилися поза Галактикою, мігрували у товстий диск ззовні під дією гравітаційних процесів Галактики і її супутників.

Детальніше металічність та її зв'язок з віком зоряного населення досліджено в розд. 7, а властивості наднових зір, їхню класифікацію, зв'язок із металічністю та важливість для встановлення масштабів відстаней як усередині галактик, так і у Всесвіті — у розд. 5.

Атомарний водень. Концентрація атомарного водню HI у диску є приблизно сталою в діапазоні від 4 до 10 кпк на відміну від концентрації молекулярного водню. Нейтральний водень спостерігається у вигляді дифузних хмар та міжхмарного газу. У хмарах концентрація атомарного водню HI становить приблизно 40 см^{-3} , температура $\sim 70 \text{ K}$ (холодне газове середовище). Розміри хмар мають бімодальний розподіл з характерними розмірами 10 та 70 кпк, причому менші хмари трапляються у вісім разів частіше, ніж більші. Усереднена по всьому диску концентрація водню дорівнює $0,2 \text{ см}^{-3}$. Температура міжхмарного газу становить приблизно 6000 K, а концентрація — $0,1\text{--}1 \text{ см}^{-3}$. Відомості про атомарний водень у Галактиці (і в інших галактиках), про його розподіл та рух отримують з радіоспостережень на довжині хвилі 21 см (див. рис. 1.3).

Іонізований водень. Кожна з шойно сформованих ОВ-зір випромінює жорстке ультрафіолетове випромінювання (понад 13,6 eV) та іонізує навколишнє середовище молекулярної хмари, утворюючи НII-область — область іонізованого водню. А саме, фотони, що іонізують, мають енергію більшу за енергію іонізації, тому за рахунок залишкової енергії газ нагрівається. Різниця тисків холодного ($\sim 30 \text{ K}$) і теплого газів НII-області ($\sim 4000 \text{ K}$) спричиняє розширення фронту іонізації в молекулярну хмару. Температура НII-областей сягає 6000—8000 K, а розміри залежно від температури зорі та густини газу — від частки парсека до десятків парсек. Саме унаслідок впливу ОВ-зір та НII-областей спіральні рукава Галактики в оптичному діапазоні мають блакитний колір.

Молекулярний газ. Маси молекулярних хмар водню H_2 становлять $10^3 M_\odot$ та більше, у них найбільша серед газових утво-



рень концентрація — 10^6 см^{-3} , а в центрі хмар — до 10^9 см^{-3} . Розміри хмар змінюються від сотень парсек (гігантські хмари) до десятих часток парсека, температури — від 5 до 200 К, маси — від 1 до 10^8 мас Сонця. Більші та гарячіші (до 200 К) молекулярні хмари спостерігаються здебільшого у спіральних рукавах, невеликі хмари розсіяні по всьому диску. Часто гігантські хмари містять щільніші, але менші за розмірами хмари, які, у свою чергу, включають в себе компактні та щільні ядра хмар з масами порядку сонячної, що й є осередками зореутворення.

Другою сполукою за вмістом після молекулярного водню у хімічному складі Молочного Шляху є молекула CO. Припускається, що відношення $[\text{CO}/\text{H}_2]$ — універсальна константа, яка називається *X-фактором*, а розподіл молекули CO відтворює розподіл усього молекулярного газу.

У молекулярних хмарах Галактики є органічні сполуки, першу з яких — молекулу формальдегіду H_2CO — було виявлено у 1969 році за радіоспостереженнями на довжині хвилі 6,2 см. Є також сполуки HCN, CH_2NH , CH_3NH_2 та ін. Органічні сполуки — це будівельний матеріал для складніших амінокислот, які є фундаментом для зародження біологічного життя.

З молекулярними хмарами пов'язані космічні мазери — об'єкти, що є потужними джерелами мазерного випромінювання молекул H_2O , OH, SiO, CH, NH_3 , NCH та ін. Перший мазер було відкрито у 1965 році. Інтенсивність їхнього випромінювання відповідає яскравісній температурі 10^{10} – 10^{16} К, а значення ширин ліній свідчать про те, що кінетична температура газу в зонах випромінювання становить від кількох десятків до кількох тисяч градусів.

Мазерний ефект виникає у середовищі, де є інверсна заселеність енергетичних рівнів, тобто на верхньому рівні мазерного переходу заселеність більша, ніж на нижньому. В цьому випадку вимушене випромінювання перевищує поглинання, і сигнал, що поширюється у середовищі, експоненціально посилюється. Перенаселеність верхнього рівня забезпечується механізмами накачування. Для космічних мазерів характерні радіаційний, хімічний та зіштовхувальний (унаслідок зіткнень) способи накачування. У Молочному Шляху та сусідніх галактиках виявлено декілька сотень мазерів. Останні класифікують за зорями, з якими їх асоціюють. Світність галактичних мазерів становить 10^{-9} – $10^{-5} L_{\odot}$. Світність деяких позагалактичних мазерів може на 6–7 порядків пе-

ревищувати потужність галактичних мазерів, тоді їх називають мегамазерами.

У молекулярних хмарах зорі народжуються не поодинокі, а в розсіяних зоряних скупченнях та асоціаціях. Розсіяні зоряні скупчення містять декілька сотень зір радіусами від 2 до 6 пк. Асоціації поділяють залежно від типу зір, які в них переважають, — ОВ-асоціації (зорі спектральних класів О і В), Т-асоціації (зорі Т Tauri) та ін. Вони більші за розсіяні зоряні скупчення, їхні радіуси — від 20 до 100 пк. Деякі асоціації містять зоряні скупчення. Найбільші асоціації, які мають радіуси порядку 250 пк, називають надасоціаціями. Якщо надасоціації містять цефеїди, їх називають зоряними комплексами. Вік зір у цих об'єктах від декількох мільйонів до декількох мільярдів років. Для порівняння: кулясті скупчення (зоряне населення типу II; містяться в центральній частині і гало Галактики) налічують від 10^5 до 10^6 зір і мають радіуси від 12 до 50 пк.

Загальна маса іонізованого і молекулярного водню відповідно становить $M_{\text{HI}} \approx 4 \cdot 10^9 M_{\odot}$ і $M_{\text{H}_2} \approx 10^9 M_{\odot}$, що менше як 10 % маси зір у Галактиці, а густина газу в околі Сонця — $\rho_{\text{газ}} \approx 0,04 M_{\odot}/\text{пк}^3$.

Пил. Оцінюючи розподіл пилу в Галактиці, беруть до уваги, що саме цей компонент міжзоряного середовища відповідає за поглинання світла. Отже, досліджуючи почервоніння зір або оцінюючи кількість зір, можна розрахувати масу та інші характеристики пилу в Галактиці. Теплове випромінювання пилу можна спостерігати в інфрачервоному діапазоні довжин хвиль. Зокрема, саме за даними космічних обсерваторій IRAS і COBE вперше було побудовано карту розподілу пилу в Галактиці (див. рис. 1.3) і отримано оцінку його температури $T \approx 17\text{--}21$ К. Для точнішого врахування дрібномасштабних варіацій температури пилу необхідно зважати на так звану стовпчикову густину на різних довжинах хвиль ІЧ-діапазону і вносити поправку на зодіакальне світло, обумовлене відбиттям сонячного випромінювання пилом у Сонячній системі (детальніше див. розд. 7, де розглянуто розподіл пилу в Галактиці, отриманий за даними космічної обсерваторії «Planck» (рис. 1.8)). Чітко видно концентрацію пилу навколо галактичної площини та анізотропію його розподілу на високих галактичних широтах.

Отже, газопилове середовище, що міститься переважно в спіральних рукавах Молочного Шляху, — основний матеріал для

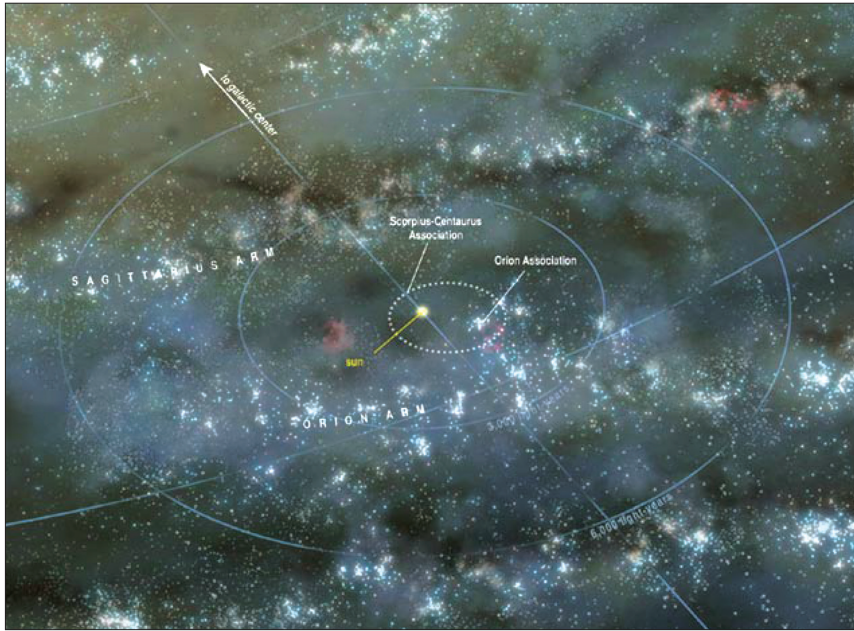


Рис. 1.8. Окіл Сонця у Галактиці. Режим доступу — <http://www.astrogalaxy.ru>

зореутворення і поповнення хімічного складу Галактики. Пил і молекулярний водень містяться на шкалі висот $|z| \leq 90$ пк; лінійний радіус від центру Галактики — $3 \text{ кпк} \leq R \leq 8 \text{ кпк}$; розподіл атомарного водню має такі параметри: $|z| \leq 160$ пк, $R \leq 25$ кпк (тобто всередині орбіти Сонця в Галактиці, $R \leq R_0$ (див. (1.8)).

Відношення маса—світність. Загальна маса зір у товстому диску становить $M_{\text{тов}}^{\text{зори}} \approx 3 \cdot 10^9 M_{\odot}$, світність у смузі B — $L_{\text{тов}}^{\text{зори}} \approx 2 \cdot 10^8 L_{\odot}$. Загальна маса зір у тонкому диску становить $M_{\text{тон}}^{\text{зори}} \approx 6 \cdot 10^{10} M_{\odot}$, маса пилу й газу в ньому — $M_{\text{тон}}^{\text{пил+газ}} \approx 0,5 \cdot 10^{10} M_{\odot}$, світність — $L_{\text{тон}}^{\text{зори}} \approx 1,8 \cdot 10^{10} L_{\odot}$. Результати аналізу співвідношень маса—світність товстого й тонкого дисків свідчать про те, що зоряне населення товстого диска істотно не впливає на загальну масу та світність Галактики:

для товстого диска

$$\frac{M}{L_B} \approx 15 \frac{M_{\odot}}{L_{\odot}}, \quad (1.6)$$

для тонкого диска

$$\frac{M}{L_B} \approx 3 \frac{M_\odot}{L_\odot}. \quad (1.7)$$

1.4.3. Положення та швидкість Сонця

За сучасними кінематичними оцінками рухів підсистем нейтрального та іонізованого водню, молекулярних хмар Галактики відстань Сонця від центру Галактики дорівнює $8,2 \pm \pm 0,7$ кпк. Це відповідає повному періоду обертання Галактики на відстані від ядра до Сонця (галактичному рокові) приблизно 200—225 млн років за орбітальної швидкості Сонця 250—225 км/с. Для уніфікації розрахунків Міжнародним астрономічним союзом (МАС) у 1985 році була прийнята Резолюція щодо використання значення відстані Сонця від центру Галактики:

$$R_0 = 8,5 \text{ кпк}. \quad (1.8)$$

Просторова концентрація зір (зоряна густина) в околі Сонця — приблизно 1 зоря на 10 пк^3 . У центрі Галактики (в області діаметром $\sim 1 \text{ пк}$) густина в 10 млн разів більша ($\sim 10^6$ зір/ пк^3).

Сонце не обертається по простій круговій орбіті навколо центру Галактики; компоненти поля швидкостей Сонця становлять відповідно $U < 0$ і $W > 0$ (див. рис. 1.7). Для будь-якого небесного об'єкта в циліндричній системі координат (R, θ, z) компоненти його швидкості (п. 1.3.2) можна записати у такому вигляді:

$$U = \frac{dR}{dt}, \quad V = \frac{Rd\theta}{dt}, \quad W = \frac{dz}{dt}. \quad (1.9)$$

Але зазвичай швидкості вимірюють у так званому місцевому стандарті спокою (LSR), який залежить від положення Сонця. Для цього в такій системі координат розглядають об'єкт, який знаходиться в точці положення Сонця і обертається в площині Галактики строго по коловій орбіті. Тоді його компонентами швидкості в LSR є $U_{\text{LSR}} = 0$, $V_{\text{LSR}} = V_0$, $W_{\text{LSR}} = 0$. У точці положення Сонця $V_0 = V(R_0)$ для орбітальної швидкості самої LSR. З огляду на (1.8) і виміряні швидкості зір, як тих, що належать диску, так і тих, що належать гало, $V_0 = V(R_0) = 220 \text{ км/с}$. Швидкість об'єкта відносно місцевого стандарту спокою називається *пекулярною* швидкістю v . Її компоненти з урахуванням



формули (1.9) записують як

$$v \equiv (u, v, w) = (U - U_{\text{LSR}}, V - V_{\text{LSR}}, W - W_{\text{LSR}}) = (U, V - V_0, W). \quad (1.10)$$

Зокрема, для зорі, швидкість Δv якої виміряно відносно Сонця, пекулярна швидкість становитиме $v = v_{\odot} + \Delta v$ (v_{\odot} — швидкість Сонця відносно LSR). Відповідно до (1.10) пекулярна швидкість Сонця — $v_{\odot} = -10, 5, 7$ км/с, тобто Сонце не рухається по строго коловій орбіті навколо центру Галактики. Можна розрахувати масу Галактики всередині сонячної орбіти та орбітальний період LSR, який приблизно дорівнює орбітальному періоду Сонця:

$$M(< R_0) = \frac{V_0^2 R_0}{G} = 8,8 \cdot 10^{10} M_{\odot}, \quad P = \frac{2\pi R_0}{V_0} = 230 \cdot 10^6 \text{ років}. \quad (1.11)$$

Якщо вік Сонячної системи становить приблизно 4,6 млрд років, це може означати, що вона здійснила приблизно 20 обертів навколо центру Галактики. Зауважимо також, що місцевий стандарт спокою змінюється з часом, але ця зміна порівняно з орбітальним періодом (1.11) настільки мала, що нею можна знехтувати.

1.4.4. Спиральна структура

Достовірну кількість спіралей в нашій Галактиці остаточно не встановлено. У 1963 році В. Беккер з'ясував, що скупчення зір ранніх спектральних класів від О до В2 з околу Сонця концентруються у відрізках трьох спіральних рукавів з кутом закручування приблизно 25° . Скупчення зір пізніше встановлених класів не виявляє концентрування до цих рукавів. Оптичними спостереженнями підтверджено існування таких трьох відрізків: їх називають за сузір'ями, на які вони проєктуються, — Персей, Оріон—Лебідь (чи Місцевого, Сонячного рукава, поблизу до якого знаходиться Сонце) та Стрілець—Кіль. За цефеїдами лише рукав у Стрільці—Кілі виділяється як область їхнього підвищеного концентрування, а до інших рукавів концентруються лише більш молоді, але небагато чисельні цефеїди з довгими періодами. Виявити ці два рукава тільки за цефеїдами неможливо, ймовірно, рукав Стрільця—Кіля є потужнішим за рукав Персея, а спостережуваний в оптичному діапазоні рукав Оріона—

Лебеда з кутом закручування приблизно 20° є лише відгалуженням рукава Стрільця—Кіля.

Існування рукавів Персея та Стрільця, окреслених за зорями, підтверджуються також даними просторового розподілу зон НІІ, пульсарів та нейтрального водню. Невиключено, що Галактика має більшу кількість рукавів. На сьогодні найбільш проаналізовано дворукавні моделі Галактики, розроблені Ліном та Марочником. У цих моделях не було підтверджено існування рукава Оріона; він не проявляється ні за зонами НІІ — пульсарами та нейтрального водню, ні за структурою поля швидкостей зір. Сонце у рамках цих моделей знаходиться між спіральними рукавами Персея і Стрільця; 4,6 млрд років тому воно залишило рукав Стрільця та за 3,4 млрд років має потрапити в рукав Персея (див. рис. 1.8). Сонце, перебуваючи приблизно на 10 пк вище від галактичної площини, в процесі орбітального обертання віддаляється від неї. Очікується, що максимальне підвищення над галактичною площиною становитиме 90 пк через 40—50 млн років.

Огляд неба, виконаний за допомогою космічного інфрачервоного телескопа Спітцера, поряд з радіо- та оптичними даними, скорегував сприйняття структури рукавів та переконливо засвідчив, що ми живемо у Галактиці з двома головними рукавами Щита—Центавра та Персея, які відходять з кінців центрального бара (перемички). Виявилося також, що місцевий рукав Оріона — насправді відріг (приярок, рос. — отрог, англ. найчастіше — spur, слід), як і рукав Стрільця — неосновний спіральний рукав (рис. 1.9).

Згідно з однією з гіпотез будови Молочного Шляху між центром Галактики та спіральними рукавами розташоване так зване газове кільце, яке містить до 10^9 мас Сонця пилу та газу та є місцем активного зореутворення. Спостерігають цю область у радіо та ІЧ-діапазонах. Точно встановити конфігурацію кільця складно: можливе місце знаходження — від 3 до 5 кпк. За альтернативною думкою кільце насправді є згрупованими внутрішніми спіралями.

Сонце знаходиться поблизу так званого радіуса *коротації*. Радіус коротації — це відстань від центру Галактики, на якій кутові швидкості обертання спірального візерунка і руху газу та зір навколо центру Галактики збігаються. Спіральні рукава як хвилі густини матерії обертаються навколо центру Галактики як тверде тіло, тобто мають сталу кутову швидкість. Залежність швидкості обертання зір та газу від радіуса Галактики характеризується кривою обертання (рис. 1.10). Їй, починаючи приблизно з 3 кпк, влас-

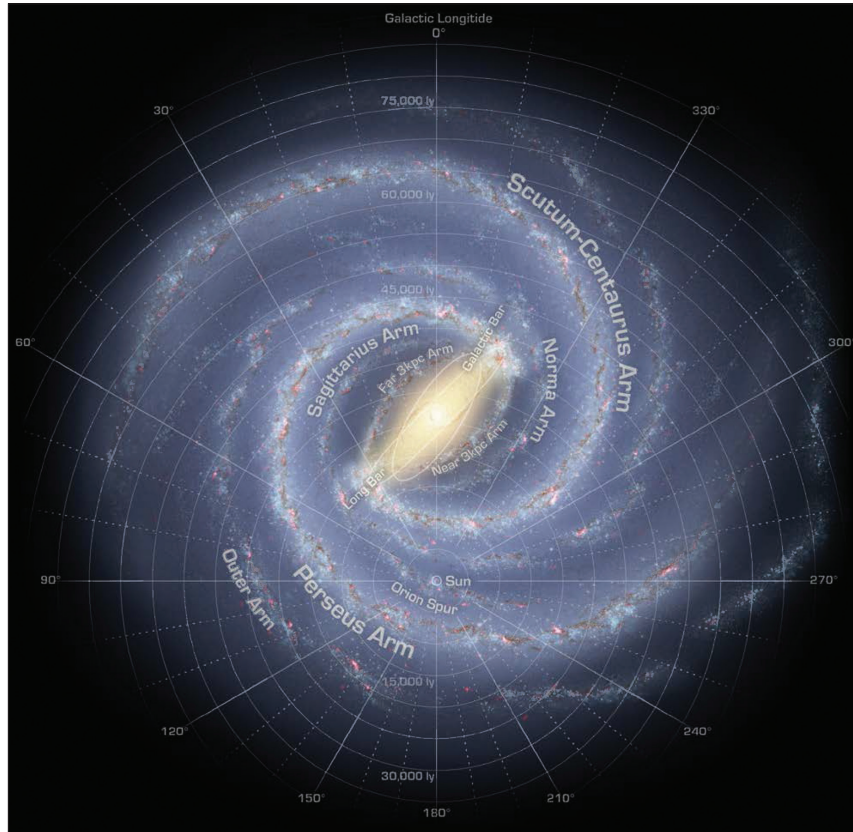


Рис. 1.9. Реконструкція спіральної будови Галактики за Хертом зі Спітцеровського наукового центру згідно з даними огляду неба, здійсненого за допомогою космічного інфрачервоного телескопа Спітцера (проект GLIMPSE; APOD, 6 червня 2008 р.). На карті наведено криві, що апроксимують форму спіральних рукавів

тива майже горизонтальна ділянка (плоска крива обертання). Отже, на певній відстані від центру і спіраль, і речовина мають однакові швидкості, до цієї відстані швидкість речовини випереджає, а за нею — відстає від спірального візерунка. Швидкості обертання тонкого і товстого дисків розрізняються (для товстого диска вона набагато менша (≈ 50 км/с), ніж для тонкого). Детальніше теорію спіральних рукавів як хвиль густини розглянуто в розд. 6.

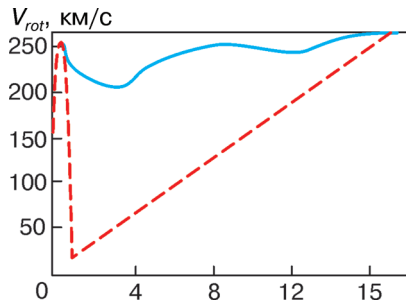


Рис. 1.10. Крива обертання Галактики. Штрихова лінія — крива обертання Галактики як твердого тіла, тобто без закручування спіральних рукавів

Оскільки Сонце перебуває поблизу радіуса короткої міжрукавної просторі, проміжок часу між двома послідовними перетинами Сонцем спірального рукава досить великий, що, напевне, було важливо для зародження життя на Землі. Річ у тім, що інтенсивність короткохвильового випромінювання в спіральних рукавах є високою й часто змінюється внаслідок зосередження в них значної кількості гарячих зір великої світності і частих спалахів наднових. Високий і змінний рівень густини короткохвильового випромінювання може виявитися згубним для всього живого.

го рукава досить великий, що, напевне, було важливо для зародження життя на Землі. Річ у тім, що інтенсивність короткохвильового випромінювання в спіральних рукавах є високою й часто змінюється внаслідок зосередження в них значної кількості гарячих зір великої світності і частих спалахів наднових. Високий і змінний рівень густини короткохвильового випромінювання може виявитися згубним для всього живого.

1.4.5. Магнітне поле Галактики

Газовий диск Галактики пронизаний магнітним полем, що відіграє істотну роль у фізиці міжзоряного газу та космічних променів. Поле утримує космічні промені в Галактиці, впливає на рух міжзоряного газу; з ним пов'язане синхротронне випромінювання релятивістських електронів.

Властивості магнітного поля Галактики досліджують багатьма методами, серед яких виділимо такі:

- Поляризація випромінювання зір (ступінь поляризації випромінювання далеких зір залежить від поглинання (почервоніння) зір; світло, розсіяне пилом, є частково лінійно-поляризованим у напрямку, що залежить від орієнтації пилових частинок).
- Синхротронне випромінювання (спостерігається в радіодіапазоні, є лінійно-поляризованим у напрямку, що залежить від напрямку магнітного поля).
- Ефект Зеємана (особливо важливий для лінії 21 см нейтрального водню, яка розщеплюється в магнітному полі; оскільки амплітуда розщеплення пропорційна до величини магнітного поля, його можна виміряти безпосередньо зі спостережень).
- Ефект Фарадея (обертання площини поляризації світла, коли поляризоване світло проходить через намагнічену плазму).

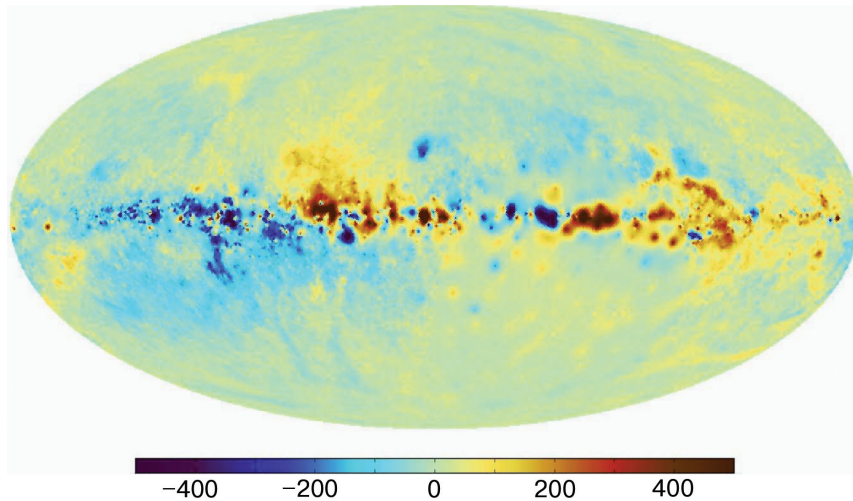


Рис. 1.11. Розподіл величини кута обертання площини поляризації світла магнітного поля Галактики за ефектом Фарадея. Темно-сірим і чорним кольорами вказано відповідно області, які далі чи ближче знаходяться до спостерігача. Режим доступу — Orpermann N. et al. An improved map of the Galactic Faraday sky, arXiv: 1111.6186v2

Можна розрахувати кут обертання $\Delta\theta$, що залежить від міри обертання A та довжини хвилі λ випромінювання (A — інтеграл від електронної концентрації і напруги B_{\parallel} магнітного поля вздовж променя зору l на джерело):

$$\Delta\theta = A\lambda^2, \quad A = 81 \frac{\text{рад}}{\text{см}^2} \int_0^D \frac{dl}{\text{пк}} \frac{n_e}{\text{см}^{-3}} \frac{B_{\parallel}}{\text{Г}}. \quad (1.12)$$

Ефект Фарадея дає можливість, знаючи кут обертання площини поляризації та довжину хвилі, знайти міру обертання A у різних напрямках і до джерел на різних відстанях, а також, знаючи електронну концентрацію, побудувати карту магнітного поля Галактики (рис. 1.11). Щодо джерел, то основну інформацію про магнітне поле Галактики надає аналіз ступеня обертання випромінювання пульсарів і позагалактичних джерел синхротронного випромінювання.

Походження магнітного поля Галактики пояснюють посиленням слабкого поля протогалактики у процесах формування зоряного населення та при проходженні через галактичну плазму

ударних хвиль, а також в інших випадках зміни густини плазми і характеру її руху. У центрі Молочного Шляху домінує z -компонента магнітного поля, інші — малопомітні. Така структура свідчить, що поле в центрі може бути частиною більш глобального магнітного поля. Поле в диску має дві складові: однорідну (великомасштабну) $\sim 3\text{--}5$ мкГс та турбулентну (флуктуації поля) ~ 7 мкГс. Характерний масштаб флуктуацій $\sim 100\text{--}200$ пк з амплітудою порядку (або більше) основного поля. Сильніші поля (порядку декількох десятків мікрогаусс) зумовлені щільними хмарами газу. Крім того, в галактичному околі Сонця відомі порівняно великі області регулярного поля, звідки надходить сильне синхротронне випромінювання. Ці області (шпури) дугоподібно виступають над площиною галактичного диска та є, мабуть, залишками спалахів наднових зір. Існування великомасштабного магнітного поля, що пов'язане зі спіральними рукавами нашої Галактики, підтверджується: а) «спалахами» та «сходінками» у довготному розподілі синхротронного випромінювання, яке інтерпретується як додаткове випромінювання спіральних рукавів унаслідок стиснення газу (магнітне поле «вморожене» в газ); б) когерентною глобальною орієнтацією пилових частинок. Отже, магнітне поле Молочного Шляху становить $4 \cdot 10^{-6}$ Гс, а його силові лінії відповідають візерунку спіральних рукавів.

1.4.6. Космічні промені

Електромагнітне випромінювання надає найважливішу інформацію про фізичні властивості небесних об'єктів і Всесвіту в цілому. Однією з компонент випромінювання є космічні промені — високоенергетичні ядра атомів і елементарні частинки космічного походження, кінетична енергія яких перевищує 100 МеВ (10^8 еВ). До їх складу входять електрони, протони (ядра атомів водню) та ядра важчих хімічних елементів (гелію, вуглецю, азоту, кисню та ін.), кількісний розподіл яких приблизно такий самий, як і у хімічних елементів у атмосферах зір.

Космічні промені із міжзоряного простору постійно бомбардують Землю, підсилюючись за рахунок частинок, що утворюються під час спалахів на Сонці. При цьому сонячні космічні промені мають енергію, не більшу ніж 10 ГеВ (10^{10} еВ), а енергія космічних променів, які надходять із Галактики або міжгалактичного простору, набагато більша (10^{20} еВ). Галактичні космічні промені під час руху в міжзоряному магнітному полі змінюють



свій початковий напрямок польоту і бомбардують Землю з усіх напрямків однаково — саме це унеможливлює встановлення джерела галактичних космічних променів. Вважається, що їхніми прискорювачами в Галактиці є пульсари — подвійні тісні зоряні системи з компактними об'єктами, спалахи наднових зір та інші об'єкти, в яких відбуваються активні процеси, що сприяють сильному зростанню енергії частинок космічних променів.

Для порівняння, енергії, до яких розганяються частинки в наземних прискорювачах, такі: на Теватроні (протон-антипротонний колайдер Національної прискорювальної лабораторії ім. Е. Фермі, США) максимальна енергія становила 1 TeV (завершив роботу в 2011 році); у 2000 році на Великому електрон-позитронному колайдері (LEP; ЦЕРН, Швейцарія) досягли енергії 209 GeV; прискорювач демонтували, і в тому самому тунелі побудували Великий адронний колайдер (LHC), спроможний прискорювати частинки до 14 TeV ($14 \cdot 10^{12}$ eV). Отримати такі енергії для бомбардування елементарних частинок і дослідження їхньої внутрішньої структури в наземних лабораторіях неможливо. Саме тому космічні промені цікавлять фізиків і астрофізиків.

Енергетичний спектр космічних променів добре описується степеневим законом, а саме: потік частинок S з енергією, більшою ніж E , можна апроксимувати як $S(>E) \propto E^{-q}$ ($q \approx 1,7$), при цьому за енергій понад 10^{18} eV у вимірюваннях спектра мають місце істотні похибки за рахунок зменшення потоку (до декількох частинок) при зростанні енергії космічних променів.

Найімовірнішим джерелом прискорення космічних променів з енергіями $\sim 10^{15}$ eV і нижче є залишки наднових зір, ударні хвилі від яких здатні надавати частинкам швидкості до 10 000 км/с, — високоенергетичні електрони спостерігаються безпосередньо в синхротронному випромінюванні від залишків наднових. Магнітне поле Галактики не тільки змінює початкові траєкторії космічних променів, його силові лінії створюють своєрідну пастку для них — частинки космічних променів не залишають Галактику, пронизуючи її, а накопичуються упродовж десятків мільйонів років перед тим як дифундувати у міжзоряному середовищі. Джерела прискорювачів частинок до енергій 10^{15} – 10^{18} eV, ймовірно, знаходяться всередині нашої Галактики, оскільки магнітне поле може їх утримувати.

Джерела космічних променів з енергіями понад 10^{18} eV, найімовірніше, мають позагалактичне походження. Радіус Лермора —

радіус гвинтового шляху частинок у магнітному полі Галактики — набагато перевищує радіус Галактики, тобто її магнітне поле не може «заплутати» траєкторію їхнього руху. Можливим джерелом прискорення частинок з такими енергіями можуть бути активні ядра галактик.

Найзагадковішим є джерело прискорення для наденергетичних частинок ($E > 10^{19}$ eV), енергія яких настільки велика, що ці частинки космічних променів можуть взаємодіяти з мікрохвильовим реліктовим випромінюванням, породжуючи різноманітні елементарні частинки, зокрема піони, і втрачаючи енергію в цих ядерних реакціях (вважається, що довжина шляху для їхнього випромінювання у Всесвіті становить не більше ніж 10 Мпк, після чого вони втрачають енергію). Іншими словами, джерела їхнього прискорення повинні знаходитися в близькому околі Галактики, можливо, серед галактик з активними ядрами. Але, як уже зазначалося, кількість таких частинок дуже мала, і надійно знайти саме ті активні ядра галактик, які прискорюють ці частинки, поки що неможливо.

Просторовий розподіл космічних променів у Галактиці можна проаналізувати за допомогою кількісного аналізу розподілу гамма-випромінювання. Енергія, яка звільняється під час взаємодії частинок цього випромінювання з ядрами хімічних елементів у міжзоряному просторі, стає компонентою неперервного випромінювання. Спектр цього випромінювання також добре описується степеневим законом, а саме: потік можна апроксимувати як $S_v \propto v^{-\alpha}$, де $\alpha \approx 2$. Окрім неперервного спектра спостерігають емісійні лінії гамма-випромінювання на енергіях близько 10 МеВ. Емісійна лінія гамма-випромінювання, яка є найвідомішою і яку виявили найпершою, — це лінія радіоактивного розпаду ядра алюмінію Al^{26} , час життя якого становить приблизно 1 млн років. Зважаючи на досить невеликий час життя ядер алюмінію та інших радіоактивних ядер, від яких спостерігаються емісійні лінії в гамма-діапазоні, та на зосередженість емісійного випромінювання переважно в диску Молочного Шляху, можна стверджувати, що його джерелом є спалахи наднових зір та молоді зорі, зоряний вітер яких виносить частинки цього випромінювання у міжзоряний простір Галактики.

У 1970-х роках була відкрита емісійна лінія, яка відповідає анігіляції електрона і позитрона з народженням двох фотонів, — 511 кеВ. Деталі цієї лінії, яка спостерігається як у диску, так і



балджі Галактики, були проаналізовані в космічній обсерваторії INTEGRAL з роздільною здатністю близько 3° , яка недостатня для отримання висновку про джерело цієї лінії (молоді зорі диска чи старе населення балджу). Оскільки радіоактивний розпад ядер, лінії від якого спостерігаються в гамма-діапазоні, у 85 % супроводжується народженням позитрона, можна припустити таке: якщо анігіляція позитрона відбувається близько до місця його народження, то джерела анігіляційної лінії знаходяться в диску Галактики. Проте єдиного висновку щодо джерел цієї лінії в балджі Галактики поки що не отримано; ймовірними кандидатами можуть бути маломасивні рентгенівські подвійні зорі або наднові зорі типу SN Ia.

1.4.7. Балдж та центр Галактики

Балдж — центральне згущення сфероїдальної форми у спіральних галактиках. У Галактиці розміри цього згущення становлять 2 кпк у межах галактичної широти $b = \pm 7,5^\circ$ та 4 кпк в межах широти $b = \pm 15^\circ$; відношення осей сфероїда дорівнює 0,6; маса балджу — $M_{\text{балдж}} = 3,5 \cdot 10^{10} M_\odot$.

На перший погляд здається, що балдж нашої Галактики можна вивчити детальніше, ніж інших галактик. Однак наше розташування обмежує видимість структури центральної частини Галактик та всього, що знаходиться за нею, через поглинання пилом. Дослідженню структури балджу сприяє наявність «вікна прозорості Бааде», що перебуває на відстані 0,5 кпк від Галактичного центру (рис. 1.12).

Балдж Галактики містить зорі обох популяцій, але превалюють старі зорі та зорі, які проеволюювали. Оптичний спектр балджу визначається здебільшого зоряним спектром червоних гігантів.

Результати спостережень свідчать, що балджі галактик обертаються набагато швидше, ніж яскраві еліптичні галактики. Звідси виникло припущення, що балджі, на відмінність від еліптичних галактик, підтримуються обертанням. Виявилось, що балдж нашої Галактики має два типи зоряного населення, які обертаються з різними швидкостями: повільні М-гіганти та швидкі ОН/IR-зорі.

На початку XX ст. було отримано цікаві спостережні дані про центральний парсек, де знаходиться щільне та яскраве зоряне

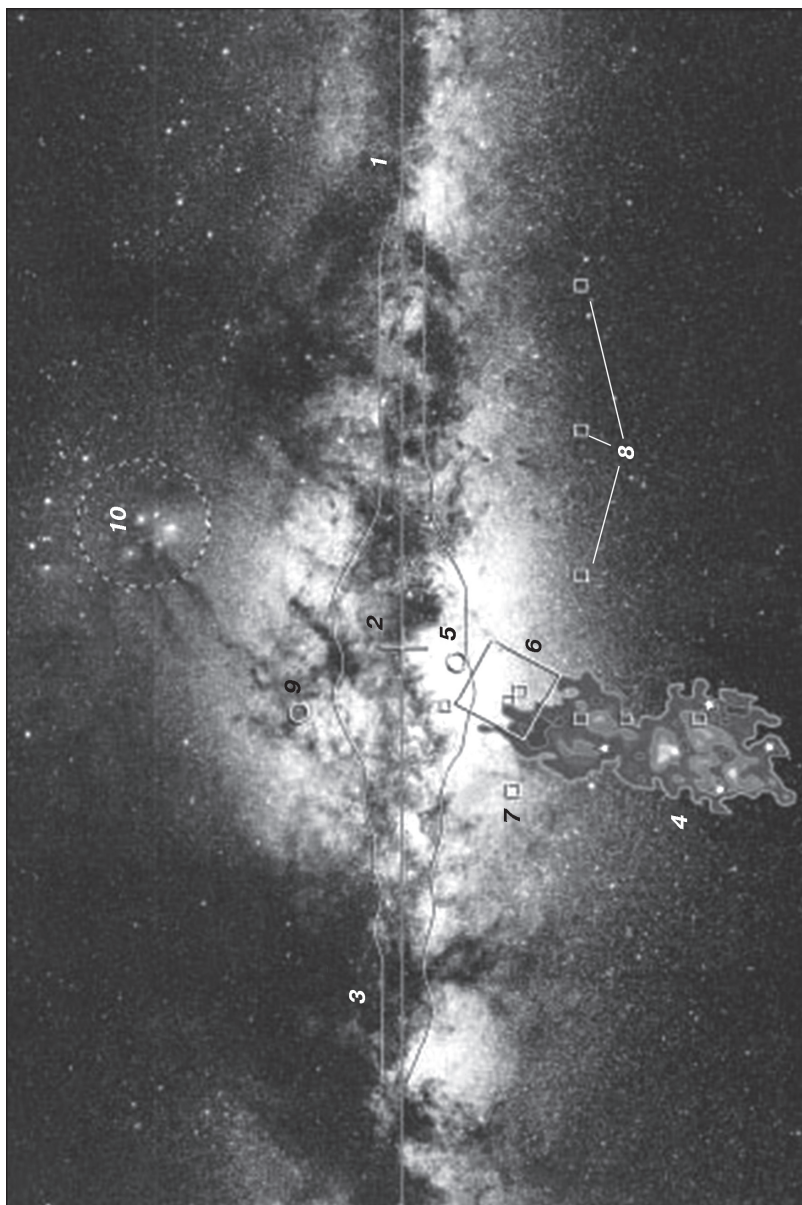


Рис. 1.12. Оптичне зображення центральної частини Молочного Шляху (Wyse et al., 1997); 1—10 див. у тексті



скупчення, компоненти нейтрального та гарячого газу (іонізованого) і пилу в газових так званих міні-спіральных потоках. У скупченні в ІЧ-діапазоні ототожнено не менше ніж 3200 зір, серед яких переважають яскраві блакитні надгіганти, виявлено червоні надгіганти, зорі головної послідовності, маси яких понад $2 M_{\odot}$. За результатами вимірювання орбіт зір, які знаходяться в центральній зоні, виявилось, що маса центральної зони дорівнює $3 \cdot 10^6 M_{\odot}$. Згідно з аналізом даних, ймовірно, в центрі знаходиться чорна діра зі вказаною масою, якій відповідає радіус Шварцшильда 0,06 а. о. (рис. 1.12).

На рис. 1.12 наведено оптичне зображення балджу — центральної частини галактики, яке вперше з достатньою роздільною здатністю отримали Медсен і Лосцен (1986) в Європейській південній обсерваторії. Поле має розміри $50^{\circ} \times 70^{\circ}$. Введено такі позначення: 1 — площа Галактики; 2 — центр Галактики; 3 — центр Галактики за спостереженнями супутника COBE (ІЧ-прилад DIRBE); 4 — приблизне зображення карликової сфероїдальної галактики у Стрільці (Sag dSph) з чотирма кулястими скупченнями (зірочки); 5 — вікно Бааде; 6 — поле огляду мікролінзування DUO, яке містить деякі інші поля мікролінзування (суцільні квадрати, що перетинають Sgr dSph прямокутник); 7 — чотири поля, для яких наявні глибокі дані Космічного телескопа Габбла (відкриті квадрати поблизу вікна Бааде); 8 — шість полів, у яких кінематика та металічність були вивчені Ібатою та Гільмором (1995); 9 — наднова Кеплера; 10 — область зореутворення у напрямку сузір'я Змієносець.

1.4.8. Гало

Гало — сферична структура навколо диска Галактики, в якій переважно містяться зоряні кулясті скупчення та старі зорі. Об'єкти населення гало спостерігаються на висотах понад 2 кпк над галактичним екватором, кулясті скупчення гало — в області до 20 кпк від центру Галактики. Кулясті скупчення простежуються і далі, гало переходить у Галактичну корону.

У Галактиці нараховують близько півтори сотні кулястих скупчень, більшість з яких належать гало (ця інформація може змінитися після обробки діючою нині космічною місією GAIA). Їх може бути в 2—4 рази більше, частина їх невидима через екранування хмарами пилу, особливо у напрямку на центр Галактики. Традиційно вважається, що до складу кулястих скупчень

входять зорі типу II — старі, бідні на метал зорі, сформовані на ранній стадії еволюції Галактики з хмар водню та гелію з дуже малим вмістом важчих елементів. Однак результати досліджень останніх років свідчать про більш складну будову кулястих скупчень: поряд зі старими зорями є більш молоді — «зорі другої генерації», які ототожнюють за більш високою металічністю. Гало містить також індивідуальні зорі типу II, що обертаються за орбітами, випадковим чином орієнтованими відносно галактичної площини. Ці зорі не беруть участь у обертанні диска, тому їхні швидкості відносно Сонця є великими (~200 км/с), вони відомі як великошвидкісні зорі. Орбіти зір гало витягнутіші порівняно з коловими орбітами зір диска.

За даними Боркової та Марсакова (2000), кулясті скупчення поділяються на дві групи за середнім значенням металічності зоряного населення. Середня металічність першої групи становить $[Fe/H] = -1,6$ (збіднені металами скупчення), а другої — $[Fe/H] = -0,6$ (збагачені металами скупчення), між цими значеннями чітко визначена прогалина поблизу значення $[Fe/H] = -1$. Середні кінематичні параметри скупчень різко змінюються при переході через це значення. Збіднені металами скупчення утворюють майже сферичну область та концентруються до галактичного центру, тобто їх просторовий розподіл є приблизно сферично симетричним. Збагачені металами скупчення (підсистема товстого диска), кількість яких набагато менша, концентруються і до центру, і до площини Галактики. Остання підсистема обертається зі середньою швидкістю 165 ± 28 км/с, має значний від'ємний вертикальний градієнт металічності та знехтувальний радіальний градієнт (чим далі від площини, тим менше металів). Це більш молоді скупчення. Для них на діаграмі Герцшпрунга—Рассела (ГР-діаграма) також характерний «максимально червоний» горизонтальний рукав. Інша популяція скупчень (збіднена металами) є неоднорідною, вона розпадається принаймні на дві підгрупи залежно від положення горизонтального рукава ГР-діаграми. Скупчення з «максимально блакитним» рукавом утворюють сферичний об'єм радіусом приблизно 9 кпк (що близько до положення Сонця), їхня середня швидкість дорівнює 77 ± 33 км/с. Вони мають значні та приблизно рівні негативні радіальний і вертикальний градієнти металічності та в середньому є старішими (підсистема старого гало).

Переважає більшість скупчень має проміжне положення горизонтального рукава; вони утворюють ледь приплюснутий май-



же сферичний об'єм радіусом 18 кпк. У середньому ця підсистема є більш молодого (підсистема молодого гало). У неї приблизно такі самі градієнти металічності, як і в підсистемі старого гало. В середньому металічність молодого гало на 0,3 більша за середню металічність старого гало. Можливо, що підсистема молодого гало складається з об'єктів, захоплених Галактикою у різні часи. Про це свідчить те, що у значної частини об'єктів молодого гало є ретроградні орбіти і похибки середньої швидкості перевищують саме значення швидкості ($V_{rot} = -23 \pm 54$ км/с).

Найвіддаленіше кулясте скупчення АМ-1 знаходиться на відстані 120 кпк від центру Галактики, окреслюючи розміри корони. Арп та Медоур (1979) класифікували його як кулясте скупчення. На віддалі 70 кпк знаходиться друге за відстанню скупчення Pal 14, відкрите ван ден Бергом (1958). Два роки потому Арп та ван ден Берг класифікували його як кулясте скупчення. Отже, кулясті скупчення продовжуються в область корони.

Окрім кулястих скупчень гало населяють зорі типу RR Ліри, субкарлики.

Зауважимо, що наразі активно обговорюються зорі населення типу III (чи перші зорі), які були дуже масивними та мали первісний хімічний склад без важких елементів (нульову металічність). Такі їхні особливості зумовлювали швидку еволюцію. Проте можливо, що за певних умов (низькі маси на «хвості» початкової функції мас) такі зорі (типу III) чи подібні до них ще залишилися, зокрема, у нашій Галактиці (зорі типу III отримали свою назву не за вік — тоді вони мали б вважатися першим поколінням, а за те, що теорію їхньої будови було розроблено найпізніше). Вони існували в дуже ранню епоху Всесвіту (періодом реіонізації), яка настала приблизно через 800 млн років після Великого Вибуху. Будівельним матеріалом для первинних зір могли бути тільки елементи, що існували до них: водень, гелій і в малій кількості літій. Спроби чисельно змоделювати зорі без важких елементів свідчать, що вони можуть бути в сто і більше разів важчими за Сонце. При цьому вони також повинні бути дуже гарячими і всього за кілька мільйонів років спалювати своє ядерне паливо, а в кінці еволюції під час колосальних вибухів викидати «продукти своєї життєдіяльності» в космос.

Претендентами на зорі типу III є зорі з надзвичайно низькою металічністю, знайдені в останні роки в гало Галактики (HE0107-5240, Крістліб Н. та ін., 2002, HE1327-2326, Фребель А.

та ін., 2005). Найцікавіші з останніх результатів пошуку зір типу III отримано за спостереженнями невеликої ділянки неба в напрямку сузір'я Дракона за допомогою космічного ІЧ телескопа «Спітцер» (2015). На рис. 1.13 показано результат обробки спостережень, де після вирахування внесків джерел ІЧ-випромінювання в Сонячній системі, Галактиці і за її межами отримано дифузний залишок випромінювання, який можна інтерпретувати як світло зір типу III. Залишкове випромінювання розподілено нерівними плямами з характерним розміром приблизно 10 млн св. років. Це свідчить про те, що вже в ту далеку епоху первинні зорі групувалися в свого роду «надскупчення», що також може слугувати непрямим підтвердженням існування темної матерії. Інший цікавий результат (2015) — відкриття найяскравішої з найвіддаленіших галактики CR 7 (Cosmos Redshift 7) на $z = 7$, яку можуть населяти зорі типу III. Ця галактика втричі яскравіша за галактику Німіко, що є також найяскравішим об'єктом раннього Всесвіту. Найвіддаленішою галактикою, доступною для спостережень сучасними телескопами, є A1689-zD1 з червоним зміщенням $z = 7,5$. Вчені, відмовившись від вузького і глибокого дослідження малої ділянки неба, навпаки, розширили область пошуків і здійснили огляд, найобширніший з усіх досі виконуваних, дуже далеких галактик з використанням телескопів VLT, обсерваторії Кека, Космічних телескопів Габбла та «Субару». Саме телескопом VLT було зареєстровано потужне випромінювання іонізованого гелію від галактики CR 7 і не зареєстровано випромінювання від важких хімічних елементів. У середині галактики CR 7 були знайдені і блакитніші, і червоніші зоряні скупчення. Це свідчить про хвилеподібні процеси формування зір населення типу III, що узгоджується з передбаченнями теорії.

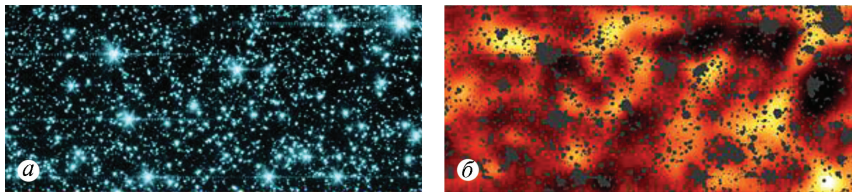


Рис. 1.13. Спостережувана ділянка неба в сузір'ї Дракона до і після вирахування внеску відомих зір і галактик. Сяючі плями, швидше за все, — світло найперших зір (тип III) у Всесвіті. Побачити їх окремо не дає змоги роздільна здатність телескопа NASA/JPL-Caltech/GSFC. Режим доступу — www.spitzer.caltech.edu

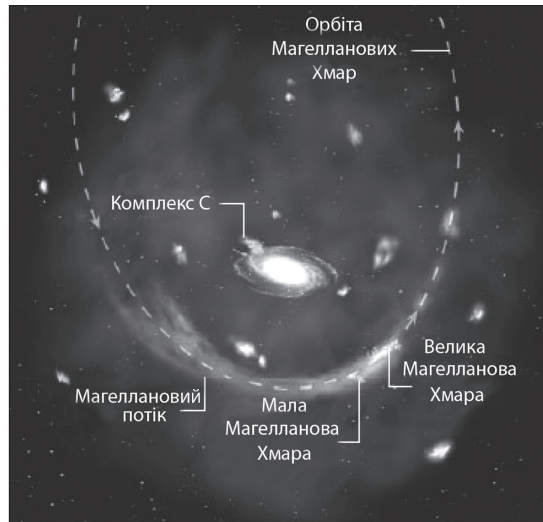


Рис. 1.14. Магеллановий потік

У гало спостерігаються хмари газу, в яких різні швидкості. Найбільш високошвидкісні хмари, які падають на диск, поставляють йому матеріал для зореутворення. Найбільшими є високошвидкісний комплекс А на відстані близько 8,5 кпк від Сонця та високошвидкісний комплекс С — газова хмара з низькою металічністю, розташована нижче за всі хмари в напрямку $l = 121^\circ$, $b = 58^\circ$, близько 3,5 кпк від Галактичної площини (рис. 1.14). За однією з гіпотез високошвидкісні хмари захоплюються Галактикою з міжгалактичного простору.

Нещодавно у сузір'ї Змієноця був відкритий великий пухир, який піднімається від диска в гало на висоту до 3 кпк на відстані 7 кпк від Сонця. Маса нейтрального водню у пухирі дорівнює приблизно $10^6 M_\odot$; саме стільки становить маса іонізованого водню. Ймовірно, що всередині пухиря знаходиться іонізований водень, а оболонку утворює нейтральний водень. Причиною появи такої структури вважають сильні зоряні вітри, вибухи наднових від одного з молодих зоряних скупчень (відкритого в Національній радіоастрономічній обсерваторії США) (Підпригора Ю. та ін., 2006).

Наведені приклади свідчать, що між диском та гало відбувається обмін газом. Для опису обміну існує класична модель Галактичного фонтана (Шاپіро П. та Філд Дж., 1976) — перша модель, що відтворювала взаємодію диска та гало. Хмари з про-

міжними швидкостями згідно з цією моделлю — це зворотний потік газообміну. Вибухи наднових утворюють пухирі гарячого газу, які надходять через більш холодний газ у гало та корону. Там газ охолоджується внаслідок випромінювання, ущільнюється та у вигляді хмар попадає назад у диск. Високошвидкісні хмари модель не пояснює. Є й інші моделі обміну газом між диском та гало (модель «гарячого тунелю» (Кокс Д. та Сміт Б., 1973), модель «димаря» (Ікеучі С., 1987)).

Вивчаючи рухи далеких кулястих скупчень та швидкість обертання зір і хмар газу у диску галактики, отримали оцінку маси приблизно $10^{12} M_{\odot}$, що майже на порядок більше за масу зір, газу та пилу, що детектується безпосередньо. Частину решти маси дають об'єкти з екстремально малою світністю, такі як коричневі карлики, чорні діри, але головний внесок у загальну масу згідно з сучасною парадигмою дає небаріонна матерія, зосереджена в гало та в короні Галактики.

1.4.9. Модель Огородникова—Мілна кінематики Галактики

При описанні руху зоряних систем Галактики важливим є поняття центроїда. Він являє собою математичну точку, нерухому відносно елементарного макроскопічного об'єму зоряної системи, центром якої він і є. Іншими словами, центроїд — це точка, що рухається відносно Сонця зі швидкістю, що дорівнює середній швидкості зір, які належать до даного елементарного макроскопічного об'єму. При цьому маси зір не враховуються (вони часто не відомі для більшості зір), тому всі рухи Сонця, що розглядаються, мають *кінематичний*, а не динамічний характер.

За допомогою центроїда диференційне середовище зоряної системи в зоряній динаміці можна подати у вигляді однорідного середовища. Іншими словами, використовуючи центроїд, можна описати постійну зміну його швидкості при переході від однієї точки простору до іншої. Без введення центроїда неможливо моделювати ніякі внутрішні рухи в зоряних системах, зокрема, у випадку обертання зір навколо центру нашої Галактики рух по колу здійснюють не окремі зорі, а їх центроїди. Орбіти самих зір можуть бути занадто складними і не мати нічого спільного з обертальним рухом. Деякі зорі можуть рухатися назустріч обертанню Галактики — це пов'язано з тим, що зорі, крім обертання навколо Галактики, мають ще і власний рух.



Для виділення центроїда необхідно, щоб об'єкти відповідали певним ознакам: спектральному класу, світності, видимій зоряній величині, хімічному складу тощо. Якщо припустити, що всі зорі центроїда, вибрані за тими чи іншими ознаками, мають однакову масу, то центроїд буде збігатися з геометричним центром. Центроїдом також називають центр інерції певної зоряної системи.

У своїх працях при побудові кінематичної моделі Галактики Огородников припустив, що до власного руху зір також входить складова, зумовлена загальним обертанням Галактики. Пізніше цю модель узагальнив Е.А. Мілн на випадок загального розширення або стиснення всієї зоряної системи галактики. Така модель набула широкого розповсюдження, і була названа моделлю Огородникова—Мілна.

У зоряній астрономії розглядають упорядкований і неупорядкований рухи зір. Така подвійність зумовлює необхідність дослідження двома різними методами — гідродинамічним й статистичним.

Вектор швидкості будь-якої зорі можна записати у вигляді $U = V + V'$ (V відображає впорядкований рух зоряної системи, а V' — хаотичний або неупорядкований рух). У загальному випадку $V = V(R)$ — векторне поле швидкостей центроїдів. Введемо прямокутну систему координат, відносно якої домовимося відлічувати рух центроїдів (макроскопічний рух) у зоряній системі (рис. 1.15). Звичайно, цю систему координат пов'язують з якою-небудь віссю симетрії, якщо така існує. Часто використовують прямокутну галактичну систему координат (п. 1.3). Розкладаючи функцію $V = V(R)$ у ряд за степенями x , y , z в околі точки $r = R - R_0$ (R_0 — відстань від початку координат (центроїд спостерігача) до центру обертання, R — відстань від центроїда зорі до центру обертання) й зберігаючи лише перші члени розкладу, одержимо лінійне щодо координат поле швидкостей. Часткові похідні від проекцій швидкості на нерухомі осі прямокутних координат прийнято називати *кінематичними параметрами*, що визначають *диференціальне поле швидкостей центроїдів*.

Вводячи так звану матрицю зсуву, елементи якої є компонентами тензора зсуву, одержуємо

$$V = V_0 + Mr = V_0 + M^+ r + M^- r,$$

де V_0 (V_1 , V_2 , V_3) — середній рух центроїда, що відображає сонячний рух ($-V_0$) відносно LSR (Local Standard of Rest, місцевого

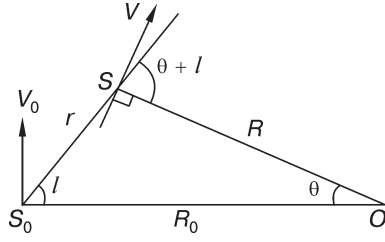


Рис. 1.15. Схема руху зір

стандарту спокою (п. 1.4.3)), Mr — скалярний добуток тензора M на радіус-вектор r геліоцентричного положення зорі. Матрицю зсуву

$$M_{ij} = \frac{\partial V_i}{\partial x_j} \quad (i, j = 1, 2, 3)$$

можна подати у вигляді суми симетричного та антисиметричного тензорів:

$$M_{ij}^+ = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial V_i}{\partial x_j} + \frac{\partial V_j}{\partial x_i} \right), \quad M_{ij}^- = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial V_i}{\partial x_j} - \frac{\partial V_j}{\partial x_i} \right) \quad (i, j = 1, 2, 3).$$

Величини, що входять у вираз для антисиметричного тензора, є проєкціями деякого вектора ω на координатні осі. Оскільки скалярний добуток тензора M_{ij}^- на радіус-вектор r дорівнює векторному добутку вектора ω на радіус-вектор r , тобто $M_{ij}^- r = \omega \times r$, то тензор M_{ij}^- можна називати тензором локального обертання, а вектор ω записати у вигляді

$$\omega = M_{32}^- i + M_{13}^- j + M_{21}^- k = \frac{1}{2} \text{rot } V.$$

Цей вектор є вектором миттєвої швидкості обертання малої сонячної області, а його компоненти характеризують твердотільне обертання навколо відповідних осей у галактичній системі координат.

Компоненти симетричного тензора M_{ij}^+ можна подати як похідні від квадратичної форми:

$$D = \frac{1}{2} r^T M^+ r = \frac{1}{2} \sum_{ij} M_{ij}^+ x_i x_j,$$

тобто

$$M^+ r = \nabla D,$$

де

$$\begin{aligned} \nabla D = & M_{12}^+ (x_2 i + x_1 j) + M_{13}^+ (x_3 i + x_1 k) + \\ & + M_{32}^+ (x_3 j + x_2 k) + M_{11}^+ x_1 i + M_{22}^+ x_2 j + M_{33}^+ x_3 k. \end{aligned}$$



Тоді рівняння можна переписати так:

$$V = -V_0 + \nabla D + \omega \times r,$$

або, як ще дуже часто записують, перепозначивши симетричний та антисиметричний тензори, $V = -V_0 + Sr + Ar$.

Похідні квадратичної форми D за координатами характеризують деформацію (зсув + розширення-стиснення) зоряної системи, що розглядається, вектор ω описує обертання зоряної системи, а вектор V — пекулярну швидкість Сонця відносно центроїда.

Якщо ввести локальні одиничні вектори $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ відповідно уздовж осей системи координат, центр якої розташований в зорі, в напрямку зростання прямого сходження, схилення й відстані від Сонця, то компоненти власного руху зорі $\mu_\alpha \cos \delta$ і μ_δ та її радіальну швидкість V_r можна подати у вигляді

$$\begin{aligned} \mu_\alpha \cos \delta &= \frac{\lambda_1 V}{|r|} = -\frac{\lambda_1 S}{|r|} + \frac{\lambda_1(\omega \times r)}{|r|} + \frac{\lambda_1(\nabla D)}{|r|}, \\ \mu_\delta &= \frac{\lambda_2 V}{|r|} = -\frac{\lambda_2 S}{|r|} + \frac{\lambda_2(\omega \times r)}{|r|} + \frac{\lambda_2(\nabla D)}{|r|}, \\ V_r &= \frac{\lambda_3 V}{|r|} = -\frac{\lambda_3 S}{|r|} + \frac{\lambda_3(\omega \times r)}{|r|} + \frac{\lambda_3(\nabla D)}{|r|}. \end{aligned} \quad (1.13)$$

Оскільки $\frac{r}{|r|} = \lambda_3$, то згідно з властивостями векторного й змішаного добутоків для векторів другі доданки у наведених вище рівняннях набудуть вигляду

$$\begin{aligned} \frac{\lambda_1(\omega \times r)}{|r|} &= \lambda_1(\omega \times \lambda_3) = \omega(\lambda_3 \times \lambda_1) = \omega \lambda_2, \\ \frac{\lambda_2(\omega \times r)}{|r|} &= \lambda_2(\omega \times \lambda_3) = \omega(\lambda_3 \times \lambda_2) = -\omega \lambda_1, \\ \frac{\lambda_3(\omega \times r)}{|r|} &= \lambda_3(\omega \times \lambda_3) = \omega(\lambda_3 \times \lambda_3) = 0. \end{aligned}$$

Тоді рівняння для власних рухів і радіальної швидкості (1.13) остаточно можна записати як

$$\begin{aligned}\mu_\alpha \cos \delta &= \frac{\lambda_1 V}{|r|} = -\frac{\lambda_1 S}{|r|} + \lambda_2 \omega + \frac{\lambda_1 (\nabla D)}{|r|}, \\ \mu_\delta &= \frac{\lambda_2 V}{|r|} = -\frac{\lambda_2 S}{|r|} - \lambda_1 \omega + \frac{\lambda_2 (\nabla D)}{|r|}, \\ V_r &= \frac{\lambda_3 V}{|r|} = -\frac{\lambda_3 S}{|r|} + \frac{\lambda_3 (\nabla D)}{|r|}.\end{aligned}\quad (1.14)$$

Співвідношення між триадою $(\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3)$ і триадами (ξ, η, ζ) та (i, j, k) , що є відповідно екваторіальною й галактичною системами координат, записуємо у вигляді

$$\begin{aligned}\begin{pmatrix} \lambda_1 \\ \lambda_2 \\ \lambda_3 \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} -\sin \alpha & \cos \alpha & 0 \\ -\cos \alpha \sin \delta & -\sin \alpha \cos \delta & \cos \delta \\ \cos \alpha \cos \delta & \sin \alpha \cos \delta & \sin \delta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \xi \\ \eta \\ \zeta \end{pmatrix} = \\ &= \begin{pmatrix} \cos \varphi & -\sin \varphi & 0 \\ \sin \varphi & \cos \varphi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} -\sin l & \cos b & 0 \\ -\cos l \sin b & -\sin l \cos b & \cos b \\ \cos l \cos b & \sin l \cos b & \sin b \end{pmatrix} \begin{pmatrix} i \\ j \\ k \end{pmatrix},\end{aligned}\quad (1.15)$$

де (ξ, η, ζ) й (i, j, k) — одиничні вектори вздовж відповідно головних екваторіальних і галактичних осей; (α, δ) і (l, b) — відповідно екваторіальні й галактичні координати; φ — позиційний кут біля зорі між напрямками на галактичний і екваторіальний полюси.

Застосовуючи ці співвідношення до рівнянь для власних рухів і радіальної швидкості зорі (1.14), одержуємо

$$\begin{pmatrix} \mu_\alpha \cos \delta \\ \mu_\delta \\ V_r / r \end{pmatrix} = P \mathbf{X},$$

де вектор невідомих \mathbf{X} можна визначити так:

$$\mathbf{X}^T = (V_1 \ V_2 \ V_3 \ M_{32}^- \ M_{13}^- \ M_{21}^- \ M_{12}^+ \ M_{13}^+ \ M_{21}^+ \ M_{11}^+ \ M_{22}^+ \ M_{33}^+);$$

матриця P має розмірність 3×12 , а її елементи — функції галактичних координат l, b та паралактичного (позиційного) кута φ :



$$\begin{aligned}
P_{1,1} &= -(\sin \varphi \cos l \sin b - \cos \varphi \sin l) / r, \\
P_{1,2} &= -(\sin \varphi \sin l \sin b + \cos \varphi \cos l) / r, \\
P_{1,3} &= \sin \varphi \cos b / r, \quad P_{1,4} = -(\cos \varphi \cos l \sin b + \sin \varphi \sin l), \\
P_{1,5} &= -\cos \varphi \sin l \sin b + \sin \varphi \cos l, \quad P_{1,6} = \cos \varphi \cos l, \\
P_{1,7} &= \cos \varphi \cos 2l \cos b + \frac{1}{2} \sin \varphi \sin 2l \sin 2b, \\
P_{1,8} &= -(\sin \varphi \cos l \cos 2b + \cos \varphi \sin l \sin b), \\
P_{1,9} &= \cos \varphi \cos l \sin b - \sin \varphi \sin l \cos 2b, \\
P_{1,10} &= \frac{1}{2} (\sin \varphi \cos^2 l \sin 2b - \cos \varphi \sin 2l \cos b), \\
P_{1,11} &= \frac{1}{2} (\sin \varphi \sin^2 l \sin 2b + \cos \varphi \sin 2l \cos b), \\
P_{1,12} &= -\frac{1}{2} \sin \varphi \sin 2b, \quad P_{2,1} = (\cos \varphi \cos l \sin b + \sin \varphi \sin l) / r, \\
P_{2,2} &= (\cos \varphi \sin l \sin b - \sin \varphi \cos l) / r, \quad P_{2,3} = -\cos \varphi \cos b / r, \\
P_{2,4} &= -\sin \varphi \cos l \sin b + \cos \varphi \sin l, \\
P_{2,5} &= -(\sin \varphi \sin l \sin b + \cos \varphi \cos l), \quad P_{2,6} = \sin \varphi \cos b, \\
P_{2,7} &= \sin \varphi \cos 2l \cos b - \frac{1}{2} \cos \varphi \sin 2l \sin 2b, \\
P_{2,8} &= \cos \varphi \cos l \cos 2b - \sin \varphi \sin l \sin b, \\
P_{2,9} &= \sin \varphi \cos l \sin b + \cos \varphi \sin l \cos 2b, \\
P_{2,10} &= -\frac{1}{2} (\cos \varphi \cos^2 l \sin 2b + \sin \varphi \sin 2l \cos b), \\
P_{2,11} &= -\frac{1}{2} (\cos \varphi \sin^2 l \sin 2b - \sin \varphi \sin 2l \cos b), \\
P_{2,12} &= \frac{1}{2} \cos \varphi \sin 2b, \quad P_{3,1} = -\cos l \cos b / r, \\
P_{3,2} &= -\sin l \cos b / r, \quad P_{3,3} = -\sin b / r, \\
P_{3,4} &= 0, \quad P_{3,5} = 0, \quad P_{3,6} = 0, \quad P_{3,7} = \sin 2l \cos^2 b, \\
P_{3,8} &= \cos l \sin 2b, \quad P_{3,9} = \sin l \sin 2b, \quad P_{3,10} = \cos^2 l \cos^2 b, \\
P_{3,11} &= \sin^2 l \cos^2 b, \quad P_{3,12} = \sin^2 b.
\end{aligned} \tag{1.16}$$

Усі 12 невідомих параметрів можна визначити методом найменших квадратів за умови, що відомими є положення, власні рухи, радіальні швидкості й геліоцентричні відстані зір. Рівняння для визначення невідомих параметрів можна записати з використанням або екваторіальної, або галактичної, або змішаної систем координат. Вигляд лівих частин цих рівнянь буде однаковий, а праві частини розрізнятимуться коефіцієнтами біля невідомих.

Ця модель допускає використання окрім тангенціальних швидкостей променевих швидкостей зір та їх паралаксів для визначення відстаней. На сьогодні радіальні складові просторових швидкостей зір отримано лише для малої кількості об'єктів, а паралакси — тільки для найближчих зір. Вже в найближчі роки по завершенню місії космічної обсерваторії GAIA це питання буде вирішено.

У разі використання тільки власних рухів зір модель Огородникова—Мілна можна подати такими рівняннями в галактичній системі координат:

$$\begin{aligned} \mu_l \cos b &= \frac{1}{r}(X_0 \sin l - Y_0 \cos l) - M_{32}^- \cos l \sin b - \\ &- M_{13}^- \sin l \sin b + M_{21}^- \cos b + M_{12}^+ \cos 2l \cos b - M_{13}^+ \sin l \sin b + \\ &+ M_{23}^+ \cos l \sin b - \frac{1}{2}(M_{11}^+ - M_{22}^+) \sin 2l \cos b. \\ \mu_b &= \frac{1}{r}(X_0 \cos l \sin b + Y_0 \sin l \sin b - Z_0 \cos b) + M_{32}^- \sin l - M_{13}^- \cos l - \\ &- \frac{1}{2} M_{12}^+ \sin 2l \sin 2b + M_{13}^+ \cos l \cos 2b + M_{23}^+ \sin l \cos 2b - \\ &- \frac{1}{2}(M_{11}^+ - M_{22}^+) \cos^2 l \sin 2b + \frac{1}{2}(M_{33}^+ - M_{22}^+) \sin 2b, \quad (1.17) \end{aligned}$$

де X_0, Y_0, Z_0 — компоненти вектора руху Сонця; $M_{32}^-, M_{13}^-, M_{21}^-$ — компоненти твердотільного обертання навколо відповідних галактичних осей; $M_{12}^+, M_{13}^+, M_{23}^+$ — компоненти, що характеризують деформацію поля швидкостей у відповідних площинах. Діагональні елементи $M_{11}^+, M_{22}^+, M_{33}^+$ описують загальне стиснення чи розширення всієї зоряної системи. На жаль, при використанні



лише власних рухів зір неможливо отримати діагональні елементи тензора деформації через їх 100%-ву кореляцію між собою, але можна знайти їх різниці, як наведено в рівняннях (1.16). При такому підході маємо систему рівнянь з 11 невідомими, по два рівняння на одну зорю ($1/r$ — паралактичний чинник, який приймаємо таким, що дорівнює одиниці). Так можна уникнути похибок визначення паралакса і точніше знаходити кінематичні параметри обертання Галактики, а також використовувати каталоги, які не містять паралаксів. Такий підхід дає змогу порівняти отримані параметри з даними різних каталогів залежно від зоряної величини.

Слід зазначити, що параметри M_{12}^+, M_{21}^- є аналогами сталих Оорта — A і B . Сталі Оорта, що отримали назву за автором, який їх ввів (див. п. 1.2), визначають променеву швидкість та власний рух зір на колових орбітах навколо центру Галактики і мають вигляд

$$\begin{cases} V_r = Ar \sin 2l, \\ \mu = 0,211(B + A \cos 2l), \end{cases} \quad (1.18)$$

де V_r — променева швидкість; μ — власний рух; r — відстань від Сонця; l — галактична довгота зорі. Сталі Оорта можна виразити через колову швидкість зорі і відстань до центру Галактики:

$$\begin{cases} A = \frac{1}{2} \left(\frac{V_c}{R} - \frac{dV_c}{dR} \right), \\ B = -\frac{1}{2} \left(\frac{V_c}{R} + \frac{dV_c}{dR} \right), \end{cases} \quad (1.19)$$

де V_c — кутова швидкість; R — відстань до центру Галактики. Прийнято такі значення сталих Оорта: $A = 13,7 \pm 0,6$ (км/с)/кпк, $B = -12,9 \pm 0,4$ (км/с)/кпк. Додатне значення сталої Оорта A означає від'ємне значення похідної від кутової швидкості обертання Галактики, тобто в околі Сонця кутова швидкість обертання спадає зі зростанням галактоцентричної відстані. Стала Оорта B пов'язана із впливом диференційного обертання площини Галактики на тангенційну компоненту кутової швидкості. Загалом параметри M_{12}^+, M_{21}^- моделі Огородникова—Мілна (1.17) пов'язані зі сталими Оорта (1.18) такими співвідношеннями: $A = 4,738M_{12}^+$,

$B = 4,738M_{21}^-$. Звідси можна отримати кутову швидкість обертання зір, що знаходяться поблизу Сонця: $\omega_0 = A - B$.

Основне припущення при використанні моделі Огородникова—Мілна полягає в тому, що всі центроїди в околі Сонця (з радіусом приблизно до 1,5 кпк) обертаються як тверде тіло, і це обертання пов'язане із загальним галактичним обертанням всієї Галактики навколо галактичної осі z паралельно галактичному екватору. Це означає, що обертання є вісесиметричним і, відповідно, компоненти обертання відносно інших галактичних осей x та y повинні бути відсутніми. Таким чином, аналіз відхилення від нульового значення компонент обертання навколо осей x та y дає можливість контролювати інерціальність системи координат, що задається власними рухами зір каталогу.

Отже, тривимірна модель Огородникова—Мілна дає змогу за власними рухами зір отримати параметри галактичного обертання, визначити сталі Оорта, кутову швидкість обертання Галактики та компоненти вектора руху Сонця.

1.4.10. Корона та найближче оточення Галактики

Наявність корони Галактики була передбачена в працях Оорта (1969) та Острайкера і Піблса (1973) у зв'язку з відкриттям холодних газових хмар у гало, що опускалися на галактичний диск з різною швидкістю (пізніше їх почали поділяти на високошвидкі та проміжні) та стійкістю спірального візерунка в диску Галактики (гаряча газова корона здатна утримати розширення холодного газу гало та дискової спіральної структури). За моделлю Ейнасто (1974) корона має сферичну форму діаметром 75 кпк, її маса становить $1,1 \cdot 10^{12} M_{\odot}$, що в ~ 15 разів більше за масу диска, другого за масою складника Галактики.

В останній час суттєві результати з глибокого зондування областей за межами 10 кпк від центру Галактики отримані завдяки Слоанівському (SDSS) та іншим великим оглядам (див. розд. 4). Фотометрична чутливість SDSS і достатня яскравість зір типу RR Ліри та зір ранніх класів дали змогу прозондувати структуру галактики до відстаней 75 кпк, що збігається з оцінкою розміру корони за Ейнасто. Аналогічні результати було отримано за оглядами вуглецевих зір, зір гігантів. Зокрема, за побудованим профілем густини зір типу RR Ліри виявили їхній надлишок в області від 40



до 50 кпк, що було пов'язано зі скупченістю в області апоцентру галактики-супутника у Стрільці (див. далі).

Подальші аргументи на користь існування корони було отримано у ході вивчення кінематики підгрупи галактик — супутників Молочного Шляху. Виявилось, що вони можуть утворити з Галактикою гравітаційно-зв'язану систему, маса якої узгоджується зі спостережуваною кривою обертання Галактики тільки за умови існування дуже масивної корони.

В околі 250 кпк знаходяться такі супутники Галактики: Велика Магелланова Хмара (BMX), Мала Магелланова Хмара (MMX), неправильні та сфероїдальні карликові галактики у Стрільці (Sgr dSph), Малій Ведмедиці (UMi), Дракони (Dra), Секстанті (Sex dSph), Скульпторі (Scl), Кілі (Car), Пічі (For), Левові (Leo I, Leo II). Внутрішньою межею корони приймають галактоцентричний радіус 20 кпк. Найвіддаленіший з вказаних супутників Leo I знаходиться на відстані 250 кпк. Загалом, підсистему галактичних супутників поділяють на внутрішню та зовнішню. Межі внутрішньої групи галактик збігаються з межами сферичної компоненти Галактики, яку визначають за кулястими скупченнями, що прослідковуються до 120 кпк від центру Галактики. Зовнішня підсистема обмежена межами гравітаційного впливу Галактики.

Найближчою до нашої Галактики є карликова еліптична галактика в Стрільці (Sgr dSph). Відстань до неї 24 кпк і знаходиться вона за центром Галактики, тому й була відкрита порівняно недавно (1994). Фактично цей супутник перебуває усередині нашої зоряної системи та інтенсивно розривається її припливними силами. Його можна вважати структурою нашої Галактики. Результати досліджень нейтрального атомарного водню показали, що Магелланові Хмари, карлики Dra, UMi, Scl знаходяться у спільному водневому потоці — Магеллановому потоці. Ймовірно, що цей газ втрачений Великою і Малою Магеллановими Хмарами внаслідок припливної дії Галактики (див. рис. 1.14).

Структура системи Галактики та її супутників свідчить про те, що вона продовжує формуватися. Це уявлення виникло внаслідок дослідження інших галактик. Сьогодні прийнято вважати, що більшість з них утворилися через злиття менших об'єктів. У нашій Галактиці ми спостерігаємо заключний етап цього процесу: розриваються малі супутники, захоплюються їхні зорі; з міжгалактичного простору неперервно надходять хмари газу.

Здебільшого наша Галактика добре «перемішується»: дві зорі, що народилися в одному місті, пізніше можуть виявитися в різ-

них частинах неба. Але останніми роками було виявлено групи зір, які рухаються разом та утворюють так звані зоряні потоки. Припускають, що це залишки галактик-супутників Молочного Шляху, які розірвані припливними силами. Ці течії позначають шлях зір від карликових галактик до Молочного Шляху. Вони відрізняються від Магелланового потоку, який складається переважно з газу, а не з зір, але свідчать про «зростання» нашої Галактики (наприклад, потоки зір Галактики в напрямку сузір'я Стрільця).

Високошвидкісні хмари, які оточують Молочний Шлях, свідчать, що ми живемо в зоряній системі, яка продовжує формуватися та еволюціонувати. Спочатку наша Галактика була оточена багатьма меншими галактиками-супутниками та великою кількістю газу. Протягом декількох мільярдів років вона увібрала в себе більшість малих галактик. Одночасно Галактика викидає газ, збагачений важкими елементами у своє гало, а можливо, і в міжгалактичний простір. У найближчі 10 млрд років Молочний Шлях поглине ще більше галактик-супутників, утворюючи зоряні потоки. Наша Галактика рухається до зіткнення з туманністю Андромеди. Невідомо, яким буде вигляд Молочного Шляху в далекому майбутньому, але точно відомо, що його формування ще не завершено.

КЛАСИФІКАЦІЇ ТА ОПИС ГАЛАКТИК

2.1. Необхідність та складність морфологічної класифікації

Вивчення галактик починається з морфології — опису видимих форм та поділу галактик на певні типи за формою. Однак наявне різноманіття їхніх форм є серйозною проблемою для класифікації. Складність цієї проблеми порівнюють зі складністю класифікації біологічних об'єктів (біологічна таксономія). Галактики настільки відрізняються одна від одної, настільки є унікальними (рис. 2.1), що часто виникає питання: чи варто у такому разі їх класифікувати? Проте класифікувати галактики необхідно, їх надто багато, щоби кожен описувати окремо. Групування є природним першим кроком дослідження. Але це не головне. Групування галактик ґрунтується на певних їхніх характеристиках. Як виявилось, фізичні характеристики, просторовий розподіл, а можливо, й походження та еволюція галактик часто бувають досить добре скорельовані з морфологічним типом. Тому, виділяючи певний тип галактик, ми апріорі окреслюємо фізичні та структурні особливості об'єкта вивчення. Знаючи морфологічний тип нового об'єкта, ми можемо екстраполювати на нього властивості класу, до якого він належить, що полегшує його опис.

2.2. Чинники, що впливають на класифікацію галактик, та вивчення їхньої морфології

Орієнтація. Головна проблема полягає у тому, що галактику не можна перенести у лабораторію та роздивитися з усіх боків. Ми бачимо її лише з одного боку,

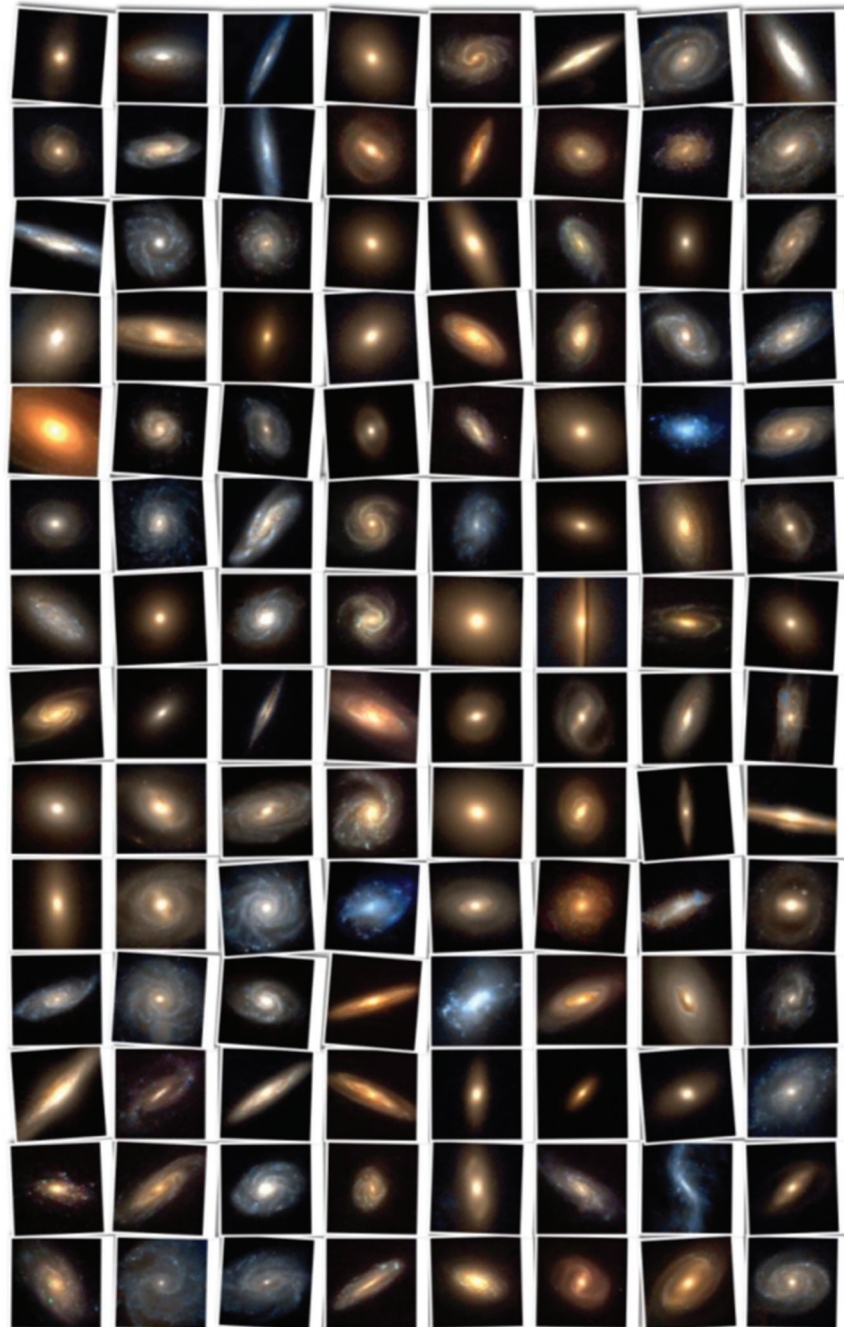


Рис. 2.1. Різноманіття форм галактик



а маємо описати її тривимірну об'ємну форму. Більшість галактик має привілейовану площину симетрії, яка випадково орієнтована до променя зору. Якщо спіральну галактику спостерігають з ребра або майже з ребра, то структуру спіральних рукавів не видно, інформація про ступінь розвиненості рукавів втрачається. Класифікувати її можна лише за співвідношенням розмірів балджу та плоскої складової. Крім того, в цьому випадку ми не бачимо таку структуру спіральних галактик, як перемичка (бар). Можна сподіватися, що спостерігаючи певну кількість морфологічно однорідних об'єктів, ми зможемо уявити загальні особливості їхньої форми.

Різні відстані. Порівнювати форми далеких та близьких галактик важко, оскільки структура далеких проглядається нечітко — необхідно отримувати зображення за допомогою найпотужніших інструментів. Крім того, переходячи до віддаленіших об'єктів, ми вибираємо в середньому молодші серед них, форма і фізичні характеристики яких можуть відрізнятись від таких для близьких об'єктів. Тому традиційні класифікаційні схеми, про які йтиметься нижче, пристосовані до близьких яскравих галактик.

Діапазон довжин хвиль. Спостереження галактик, звичайно, проводять у певному діапазоні довжин електромагнітних хвиль. Фотографування чи побудова образу галактик сучасними методами (ПЗЗ-камери) відбувається з використанням певних фільтрів, які пропускають порівняно малу частину енергії випромінювання. Спектр випромінювання галактик формується здебільшого випромінюванням зір і міжзоряного газу (меншою мірою), тому інтегральний спектр галактики залежить від зоряного населення. Зорям властиве переважно теплове випромінювання, що відповідає певній температурі. У гарячих зір ефективна температура поверхні $\sim 20\,000$ К та більше, надлишок випромінювання спостерігається в ультрафіолеті, у видимій області вони мають вигляд блакитних об'єктів. У холодних зір з температурою ~ 4000 К максимум випромінювання спостерігається в ІЧ-області, у видимій області вони мають вигляд червоних зір. Тому червоні та блакитні зображення, наприклад, формуються різними зорями. Якщо їхній просторовий розподіл різний, то різними будуть розміри та форма червоних і блакитних зображень галактик. Загальна тенденція така: молоді яскраві зорі, які розподілені у галактиці нерівномірно, схильні концентруватися у плоскій скла-

довій, вони відображують структурні особливості галактик. Старі зорі, розподілені більш однорідно, тяжіють до сферичних утворень, відображують галактики у загальних рисах.

Міжзоряний пил спотворює зображення галактик, причому селекційно — залежно від довжини хвилі. Пил, що має тенденцію знаходитися у дисках плоских галактик, краще розсіює випромінювання на коротких хвилях, гірше — на довгих. Ефекти пилу (пилові смуги, темні плями) проявляються більше на блакитних зображеннях, а менше на червоних та інфрачервоних. Сам пил також може випромінювати в ІЧ-області, іноді це випромінювання може домінувати над випромінюванням зір у цьому діапазоні (рис. 2.2).

Міжзоряний газ. Випромінювання в лініях оптичного діапазону спрямоване від областей теплового іонізованого газу, переважно, водню, а в радіодіапазоні на довжині хвилі 21 см — від областей нейтрального водню. Холодний молекулярний газ здебільшого спостерігають у радіодіапазоні в лінії молекули CO. Повну уяву про структуру газопилових комплексів дає «накладання» оптичних, ІЧ- та радіозображень.

Космологічне червоне зміщення. У спектрах більшості галактик спостерігається зміна довжини хвилі λ прийнятого випромінювання щодо довжини хвилі λ_0 випромінювання у власній системі відліку джерела:

$$\lambda = \lambda_0(1 + z). \quad (2.1)$$

Розташованість об'єкта на великих червоних зміщеннях z спричинює, крім наведених вище еволюційних ефектів, переміщення зображення галактики у червоний бік спектра, що утруднює її порівняння з близькими галактиками. Найдальші галактики, які спостерігаються сучасними інструментами, мають $z > 6$, для них, наприклад, лінія H_α буде спостерігатися в ІЧ-діапазоні на хвилях $\lambda > 3,6$ мкм.

Маси галактик. Маси галактик також є чинником, від якого залежать класифікаційні схеми. Маса та світність галактик, зазвичай, добре скорельовані. Ми бачимо більше яскравих масивних галактик; слабкі карликові галактики, навіть достатньо близькі, часто випадають з поля зору (ефект селекції), тому їхні структурні особливості не відображаються у традиційних схемах класифікації.

Різні поверхневі яскравості галактик. Традиційні схеми класифікації орієнтовані на яскраві галактики. Галактики низької поверхневої яскравості важко детектувати — деякі екземпляри таких

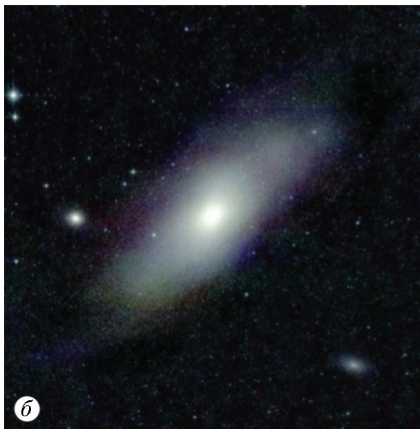


Рис. 2.2. Комбіновані оптичне (а) та ІЧ 2MASS-зображення (J, H, K-смуги) (б) Туманності Андромеди (M31). Масштаби обох зображень приблизно однакові

галактик мають яскравість, яка становить лише декілька відсотків яскравості нічного неба. Зауважимо, що галактики низької поверхневої яскравості: і карликові, і гігантські темні галактики-привиди (типу Малін 1), нині активно вивчають, перш за все, тому що вони містять велику кількість темної матерії. Особливо ціка-

вими є так звані сфероїдальні карлики низької поверхневої яскравості (Скульптор), аналогів яких серед нормальних галактик не існує.

Оточення галактик. Галактики знаходяться в областях із різною густиною оточення (галактики скупчень, галактики поля, галактики порожнин (войдів)). Гравітаційна взаємодія впливає на форми галактик. Галактикам, які мають близьких сусідів, у багатьох випадках притаманні явні ознаки взаємодії: хвости, перемички, оболонки тощо. Через ці додаткові структурні елементи форми галактик є унікальними, що ускладнює їхню класифікацію. Згідно з сучасними уявленнями порівняно ізольовані галактики мають виявляти «первісні» форми, не спотворені взаємодією. Вивчення таких форм сприяє вирішенню проблеми походження та еволюції галактик.

Очевидно, *якість зображення галактики*, що залежить від умов його отримання, у значній мірі визначає результат класифікації.

2.3. Витоки класифікації

Морфологічну класифікацію галактик започаткував В. Гершель, телескопи якого вже були достатньо потужними для того, щоб виявити певні особливості галактик, які він назвав «білими» туманностями, на відміну від «зелених» газових туманностей нашої Галактики. Пізніше Гаггінс (1864) підтвердив існування цих двох класів об'єктів спектроскопічно.

Парсонс за допомогою найбільшого в XIX ст. телескопа спостерігав складніші структури туманностей; до деяких «білих» туманностей Гершеля (перш за все М 51) він додав означення «спіральна». Використання фотографії в астрономії наприкінці XIX ст. підтвердило спіральність як морфологічну особливість галактик.

Піонерські роботи з фотографування були зроблені Робертсом на 20-дюймовому рефлекторі та Кілером на 36-дюймовому рефлекторі Крослі Лікської обсерваторії. (Е. Крослі — аматор астрономії, політик, подарував свій телескоп першій високогірній Лікській обсерваторії, чим прославив своє ім'я.) На підставі цих фотографій спіралі були поділені на спіралі «конденсованого» типу, що відповідали конденсації або вузлам по всьому зображенню туманності, більшим за границю розділення, та «неконденсованого» типу, що відповідали розділенню зір тільки у зовнішній частині туманності. Прототипами цих двох типів були відповідно М 33 та М 31.



Результати фотографічної астрономії засвідчили, наскільки різноманітними є форми галактик, як важко вкладати їх у якусь класифікаційну схему. Зростання кількості фотографій гарної якості дало змогу створити класифікаційні схеми. Одну з таких схем запропонував Вольф, однак вона була чисто описовою, не мала логічного зв'язку між типами, та, як і інші ранні схеми, не здобула визнання.

2.4. Морфологічна класифікація Габбла

У 1926 році Габбл запропонував класифікацію форм галактик, що є загально прийнятою й нині (з деякими уточненнями, які зробили пізніше або сам Габбл, або інші дослідники). У 1936 році у праці «*Realm of the Nebulae*» він доповнив класифікацію. У 1961 році детальний опис другої класифікації Габбла з фотографіями, за якими було складено атлас 176 галактик, опублікував послідовник Габбла А. Сендейдж у книзі «*The Hubble atlas of galaxies*». Повніше описали класифікацію Сендейдж і Бедке (1994) у книзі «*The Carnegie Atlas of galaxies*».

Зауважимо, що перший варіант класифікації Габбл опублікував ще в 1921 році. Він хотів, щоб її було офіційно визнано Комісією з туманностей Міжнародного астрономічного союзу. Проте одностайної підтримки вона не здобула. Лише один із представників цієї Комісії Д. Клампке-Робертс визнала класифікацію чудовою та навесні 1926 року прорекламувала її у французькому науково-популярному журналі. Після цього Габбл (того самого року) опублікував детальний опис класифікації в *Astrophysical Journal*. У 1926 році Лундмарк також подав свою класифікацію, яка була подібна до габблівської, але надто обтяжена деталями. Обидві класифікації базувалися на великій кількості фотографій, отриманих у Лікській та Маунт-Уілсонівській обсерваторіях. Урешті-решт, як зазначив Бааде (1963), «перемогла простіша класифікація Габбла».

Згідно з першою класифікацією Габбла галактики є *еліптичними, спіральними та неправильними*, що позначається відповідно E, S та Ir. Слабкі галактики, які важко класифікувати, Габбл пропонував позначати Q. Еліптичні галактики Габбл умовно назвав ранніми (з них розпочиналася його класифікація), а спіральні, особливо Sc і Ir, — пізніми класами. Від ранніх класів відбувається «роздвоєння» класифікації на два рівнозначні

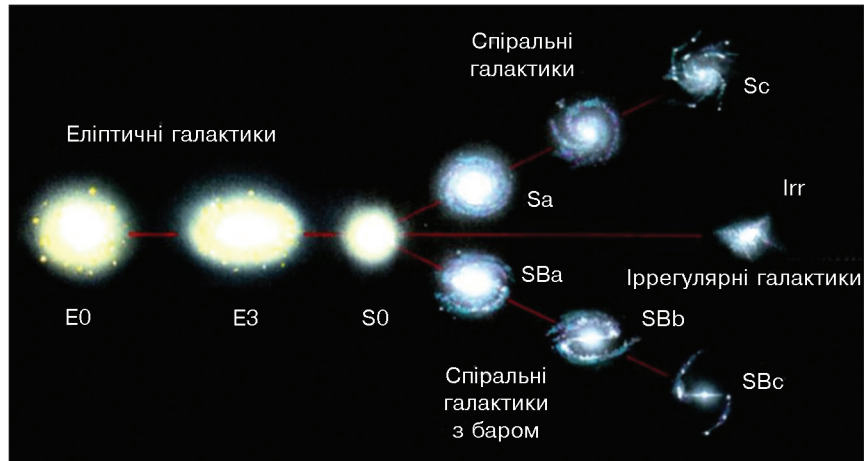


Рис. 2.3. Класифікаційна «камертонна» діаграма Габбла («The tuning fork diagram»); у першій класифікації типу S0 не було

класи спіральних галактик: перетнутих (з баром, перемичкою) та неперетнутих. За цим роздвоєнням класифікацію Габбла часто називають «камертонною» (іноді «виделковою») класифікацією (рис. 2.3).

Еліптичні галактики. У цих галактиках не спостерігається внутрішня структура — клаптикуватість. Їхня яскравість плавно зменшується від центру до периферії, здебільшого вони не мають яскравих зір, що виокремлює їх серед інших. У більшості еліптичних галактик у центрі спостерігається більш яскраве, особливо у червоних променях та за невеликих експозицій, ядро малих розмірів. У просторі їм притаманна еліпсоїдальна форма. Якщо a і b — великий та малий кутові діаметри галактики, то її стиснення визначається як $10(a - b)/a$, із заокругленням до цілого значення. За видимим стисненням еліптичні галактики поділяються на вісім підкласів: від E0 до E7. Нульове стиснення мають E0-галактики, найбільше видиме стиснення у галактик E7, для яких $10(a - b)/a = 7$. Більш стиснених еліптичних галактик не спостерігали, що було теоретично підтверджено. З теорії стійкості еліпсоїдальних форм гравітуючих систем (сфероїдів Маклорена) випливає, що вони набувають динамічної нестійкості при $b/a = 0,31$. Саме цей факт, можливо, безпосередньо і не впливає на те, що не існує галактик типу E8, але наявність тео-



ретичного обмеження узгоджується з реалізацією реальних форм еліптичних галактик.

Результати досліджень останніх років свідчать, що еліптичні галактики можуть бути тривісними еліпсоїдами, а не сфероїдами з віссю симетрії.

На рис. 2.4—2.9 наведено вигляд деяких еліптичних галактик. Дані про них, а також про галактики інших морфологічних типів, зображення яких подано нижче, запозичені з бази даних NED (NASA/IPAC Extragalactic Database, <http://nedwww.ipac.caltech.edu/>). Екваторіальні координати наводяться на епоху J2000.0. Для порівняння у підписах рисунків вказано морфологічні типи галактик за класифікацією де Вокулера (див. нижче). Для всіх галактик наводяться геліоцентричні променеві швидкості V_h . Зображення отримані на 200-дюймовому телескопі Паломарської обсерваторії, 2,5-метровому телескопі Лікської обсерваторії тощо. Для галактик Місцевого об'єму ($d < 11$ Мпк) наводяться крім радіальних швидкостей відстані, незалежні від червоного зміщення, згідно з базою даних Спеціальної астрофізичної обсерваторії Російської академії наук (<https://www.sao.ru/lv/lvgdb/>).

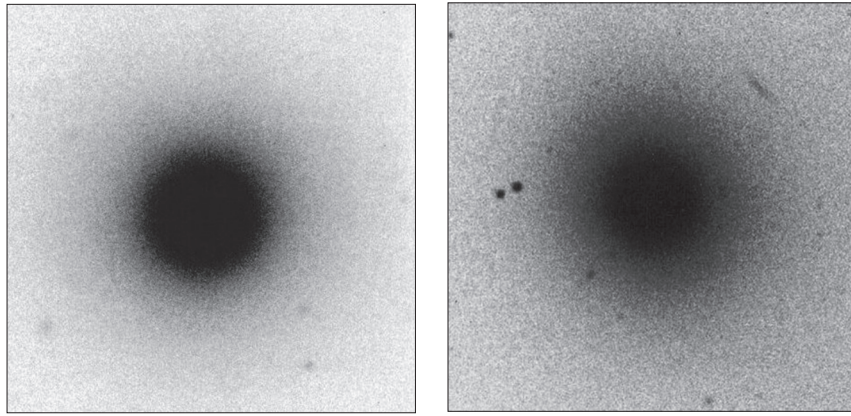


Рис. 2.4. E0-галактика NGC 7144. Координати — $\alpha = 21^{\text{h}}52^{\text{m}}42,42^{\text{s}}$, $\delta = -48^{\circ}15'13,53''$; зоряна величина $m_B = 11^{\text{m}},7$; розміри $3,7' \times 3,6'$; променева швидкість $V_h = 1932$ км/с

Рис. 2.5. E1-галактика M 89 (NGC 4552) (E/S0 за де Вокулером). Координати — $\alpha = 12^{\text{h}}35^{\text{m}}39,81^{\text{s}}$, $\delta = +12^{\circ}33'22,83''$; зоряна величина $m_B = 10^{\text{m}},73$; розміри $4,7' \times 5,1'$; променева швидкість $V_h = 340$ км/с

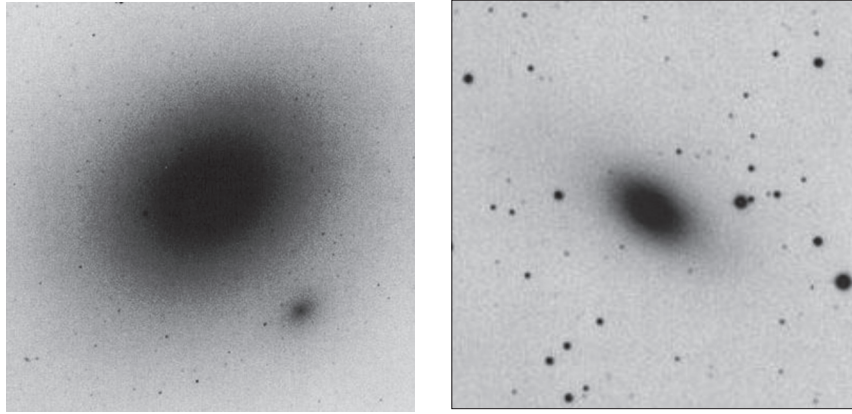


Рис. 2.6. E3-галактика M86 (NGC 4406) (S0/E3 за де Вокулером). Координати — $\alpha = 12^{\text{h}}26^{\text{m}}11,74^{\text{s}}$, $\delta = +12^{\text{d}}56^{\text{m}}46,4^{\text{s}}$; зоряна величина $m_B = 9^{\text{m}},83$; розміри $8,9' \times 5,8'$; променева швидкість $V_h = -224$ км/с

Рис. 2.7. E5-галактика IC 4797. Координати — $\alpha = 18^{\text{h}}56^{\text{m}}29,68^{\text{s}}$, $\delta = -54^{\text{d}}18^{\text{m}}20,8^{\text{s}}$; зоряна величина $m_B = 12^{\text{m}},30$; розміри $3,0' \times 1,3'$; променева швидкість $V_h = 2678$ км/с

M89 і M86 відкрив Мессьє 18 березня 1781 року разом із сімома іншими галактиками. Вони знаходяться у скупченні Діви і виявляють слабку активність ядер (LINER).

Найближчою до нас є еліптична галактика Maffei I (див. рис. 2.9). Її виявив за спостереженнями в ІЧ-діапазоні порівняно недавно (1968) італійський астроном П. Маффі. Вона довго була невідомою, оскільки знаходиться в зоні Молочного Шляху і сильно, на 5 зоряних величин, була затемнена пилом Галактики. У 1968 році також було відкрито спіральну галактику Maffei II.

Зазначимо, що у 1926 році в Астрофізичному журналі Габбл навів приклади чотирьох еліптичних галактик: NGC 3379, NGC 221 (M32), NGC 4621, NGC 3115, приписуючи їм послідовно типи E0, E2, E5, E7. Сучасні визначення типів не завжди збігаються з габблівськими. Так, у базі даних NED перша з цих чотирьох галактик має тип E1, остання — тип S0 замість E7. Класифікація сильно сплюснених еліптичних галактик не задовольняла Габбла, тому він створив другу габблівську класифікацію нового типу галактик — лінзоподібних або S0-галактик.

Спіральні галактики Габбл розділив на дві сім'ї: S — звичайні спіральні галактики (рис. 2.10—2.12) та SB — перетнуті спіральні



Рис. 2.8. E7-галактика NGC 4570 (S0/E7). Координати — $\alpha = 12^{\text{h}}36^{\text{m}}53,40^{\text{s}}$, $\delta = +07^{\text{d}}14^{\text{m}}47,9^{\text{s}}$; зоряна величина $m_B = 11^{\text{m}},8$; розміри $3,8' \times 1,1'$; променева швидкість $V_h = 1787$ км/с

Рис. 2.9. Найближча еліптична E5 галактика Maffei I. Координати — $\alpha = 02^{\text{h}}36^{\text{m}}35,4^{\text{s}}$, $\delta = +59^{\text{d}}39^{\text{m}},19^{\text{s}}$; зоряна величина $m_B = 11^{\text{m}},4$; розміри $3,4' \times 1,7'$; променева швидкість $V_h = 66$ км/с; відстань $r = 3,37$ Мпк

галактики (рис. 2.13—2.15), або спіральні галактики з перемичкою. Перші з них мають спіральні рукава, що виходять безпосередньо з ядерної області, а другі — спіральні рукава, що виходять з кінців перемички (бара), у центрі якої знаходиться ядро. У деяких з них спостерігається світле кільце, для якого бар є діаметром.

- М65 відкрив у 1780 році Мессьє. Вона разом з сусідами М66 та NGC 3628 утворюють дуже примітний триплет у Леві, або групу М66. Хоча триплет є тісним та кожна з галактик відчуває гравітаційний вплив сусідів, М65 має вигляд нормальної спіралі типу Sa.

- М90 — одна з восьми галактик, відкритих та каталогізованих Мессьє в один день, 18 березня 1781 року, в області сузір'їв Волосся Вероніки—Діва. Вона має гладкі яскраві спіралі, тісно прив'язані до ядерної області, в яких процеси зореутворення відбуваються хіба що поблизу внутрішнього диска.

- М99 відкрив друг та колега Мессьє, П. Мечайн, разом з розташованими поблизу М98 та М100. Вона є однією з найяскравіших галактик у скупченні Діви; обертається за годинниковою стрілкою (на відміну від М100), незвичайно асиметрична.

Є гіпотеза, що асиметрія пояснюється відносно недавньою зустріччю з іншим членом скупчення.

- NGC 3783 відкрив Дж. Гершель 21 квітня 1835 року; знаходиться у сузір'ї Центавра в південній півкулі.

- M91 відкрив Мессьє 18 березня 1971 року на границі сузір'їв Діви та Волосся Вероніки разом з вісьмома іншими об'єктами, але координати він визначив помилково. Тривалий час вважалося, що такого об'єкта в каталозі не існує. Незалежно її перевідкрив В. Гершель. Тотожність її з M91 було доведено лише у 1969 році Вільямсом.

- M109 відкрив Мечайн у 1781 році. Це тета-подібна галактика, що знаходиться на відстані 40' на південний схід від γ Великої Ведмедиці. В офіційну версію каталогу Мессьє ця галактика не увійшла (хоча у списках була); її додали лише у 1953 році. В. Гершель перевідкрив цю галактику, але помилково класифікував її як планетарну туманність. Вона є членом хмари галактик у Великій Ведмедиці — гігантської некомпактної концентрації з 79 галактик.

Усі спіралі Габбл розбив на три типи: Sa, Sb, Sc; так само і перетнуті спіралі — SBa, SBb, SBc. Галактики типу Sa мають ве-

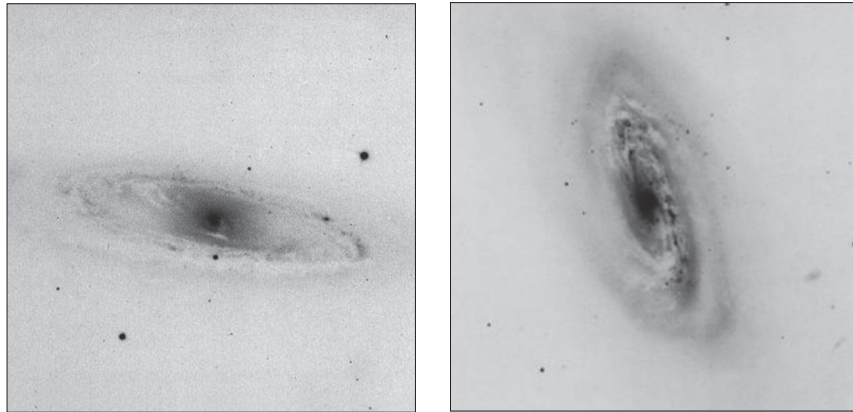


Рис. 2.10. Спіральна галактика типу Sa (SAB(rs)a за де Вокулером) M65 (NGC 3623). Координати — $\alpha = 11^{\text{h}}18^{\text{m}}55,9^{\text{s}}$, $\delta = +13^{\circ}05^{\text{m}}32^{\text{s}}$; зоряна величина $m_B = 9^{\text{m}},3$; розміри $8' \times 1,5'$; променева швидкість $V_h = 807$ км/с

Рис. 2.11. Спіральна галактика типу Sb (SAB(rs)ab за де Вокулером) M90 (NGC 4569). Координати — $\alpha = 12^{\text{h}}36^{\text{m}}49,80^{\text{s}}$, $\delta = +13^{\circ}09^{\text{m}}46,3^{\text{s}}$; зоряна величина $m_B = 9^{\text{m}},5$; розміри $9,5' \times 4,5'$; променева швидкість $V_h = -235$ км/с

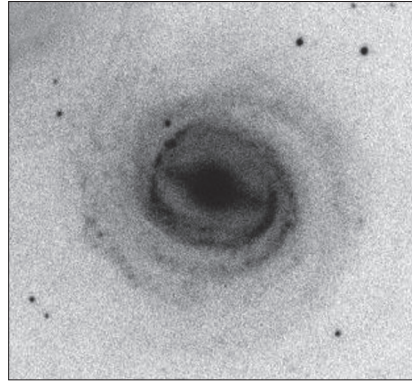
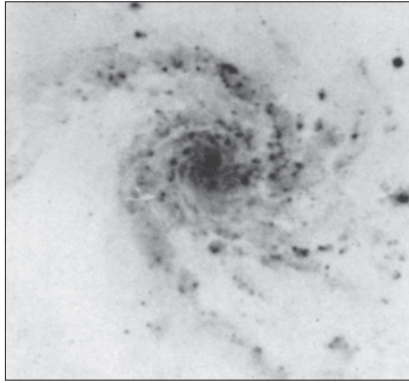


Рис. 2.12. Спіральна галактика типу Sc (SA(s)c за де Вокулером) M99 (NGC 4254) у Волоссях Вероніки. Координати — $\alpha = 12^{\text{h}}18^{\text{m}}49,60^{\text{s}}$, $\delta = +14^{\text{d}}24^{\text{m}}59^{\text{s}}$; зоряна величина $m_B = 9^{\text{m}},9$; розміри $5,4' \times 4,8'$; радіальна швидкість $V_h = 2407$ км/с

Рис. 2.13. Спіральна галактика типу SBa ((R)SB(r)a за де Вокулером) NGC 3783. Координати — $\alpha = 11^{\text{h}}39^{\text{m}}01,72^{\text{s}}$, $\delta = -37^{\text{d}}44^{\text{m}}18,9^{\text{s}}$; зоряна величина $m_B = 12^{\text{m}},64$; розміри $1,9' \times 1,7'$; променева швидкість $V_h = 2917$ км/с

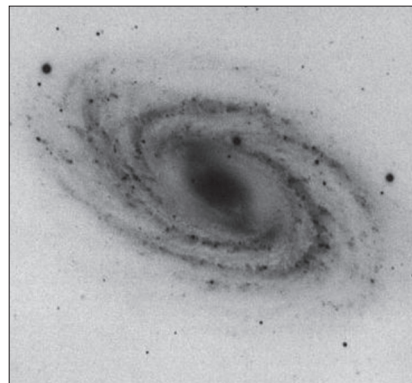
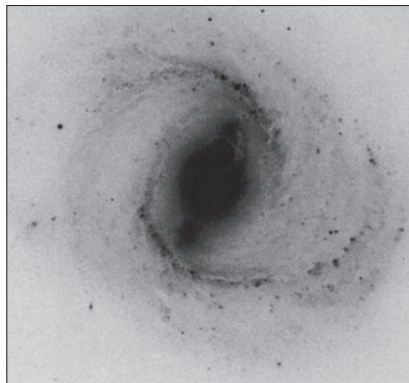


Рис. 2.14. Галактика з баром типу SBb (SBb(rs) за де Вокулером) M91 (NGC 4548). Координати — $\alpha = 12^{\text{h}}35^{\text{m}}26,43^{\text{s}}$, $\delta = +14^{\text{d}}29^{\text{m}}46,8^{\text{s}}$; зоряна величина $m_B = 10^{\text{m}},2$; розміри $5,4' \times 4,4'$; променева швидкість $V_h = 486$ км/с

Рис. 2.15. Спіральна галактика типу SBc (SB(rs)bc за де Вокулером) M109 (NGC 3992) у Великій Ведмедиці. Координати — $\alpha = 11^{\text{h}}57^{\text{m}}36,0^{\text{s}}$, $\delta = +53^{\text{d}}22^{\text{m}}28^{\text{s}}$; зоряна величина $m_B = 9^{\text{m}},8$; розміри $7,6' \times 4,7'$; променева швидкість $V_h = 1048$ км/с

ликі ядерні області (балджи) та сильно закручені гладкі спіральні рукава. У галактик типу Sc малі розміри ядерних областей та слабо закручені рукава, які є більш «патлаті», тобто в них виділяються окремі зорі та області НІІ іонізованого водню. Галактики типу Sb мають проміжні властивості. Аналогічно поділяються і перетнуті спіралі.

Неправильні галактики Iгг характеризуються неправильною, часто клаптикуватою формою і не мають ядра. Як приклад розглянемо зображення Великої Магелланової Хмари (ВМХ) та Малої Магелланової Хмари (ММХ) на рис. 2.16 і 2.17. ВМХ і ММХ — яскраві об'єкти південної півкулі, які можна бачити неозброєним оком. Безсумнівно, їх могли спостерігати мешканці Землі у давнину, але досі немає ніяких свідчень про це. Названі ці об'єкти на честь португальського мореплавця Ф. Магеллана, який у 1519 році здійснив навколосвітню подорож, а астроном Пігафетт, який брав участь в експедиції, першим із європейців описав їх. Магелланові Хмари є супутниками нашої Галактики; Велика Хмара знаходиться від неї на відстані приблизно 50 кпк, а Мала — 60 кпк.

За зображеннями Магелланові Хмари можна віднести до неправильних галактик, що Габбл і зробив. Він також відносив до

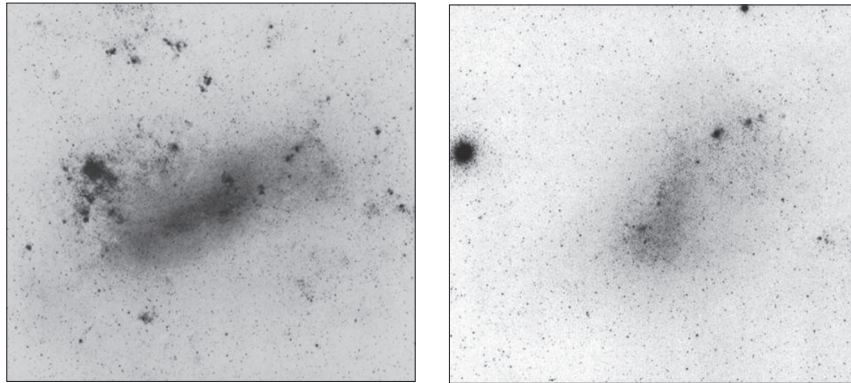


Рис. 2.16. Велика Магелланова Хмара. Координати — $\alpha = 05^{\text{h}}23^{\text{m}}34,5^{\text{s}}$, $\delta = -69^{\circ}45'22''$; зоряна величина $m_B = 0^{\text{m}},9$; розміри $645' \times 550'$; відстань $r = 50$ кпк; променева швидкість $V_h = 278$ км/с

Рис. 2.17. Мала Магелланова Хмара. Координати — $\alpha = 00^{\text{h}}52^{\text{m}}44,8^{\text{s}}$, $\delta = -72^{\circ}49'43''$; зоряна величина $m_B = 2^{\text{m}},75$; розміри $320' \times 185'$; відстань $r = 60$ кпк; променева швидкість $V_h = 158$ км/с

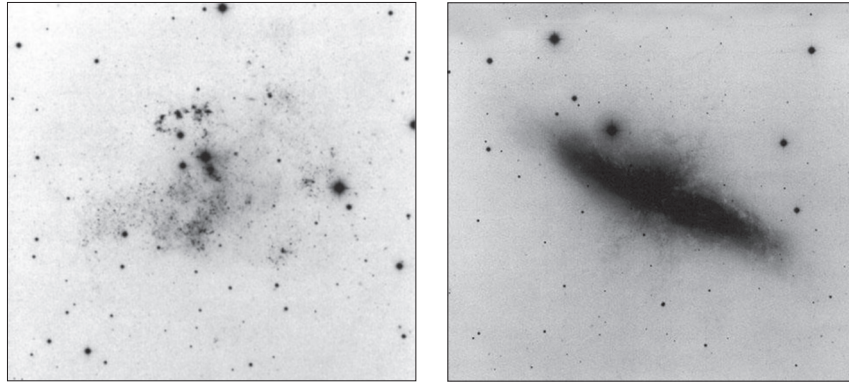


Рис. 2.18. Неправильна галактика Iгг (Im за де Вокулером) UGC 04305 (Holmberg II, DDO 50). Координати — $\alpha = 08^{\text{h}}19^{\text{m}}04,98^{\text{s}}$, $\delta = +70^{\text{d}}43^{\text{m}}12,1^{\text{s}}$; зоряна величина $m_B = 11^{\text{m}},09$; розміри $7,9' \times 6,3'$; променева швидкість $V_h = 157$ км/с; відстань 3,4 Мпк

Рис. 2.19. Неправильна галактика М82 (NGC 3034, «Сигара»). Координати — $\alpha = 09^{\text{h}}55^{\text{m}}52,7^{\text{s}}$, $\delta = +69^{\text{d}}40^{\text{m}}46^{\text{s}}$; зоряна величина $m_B = 9^{\text{m}},3$; розміри $11,2' \times 4,3'$; відстань $r = 3,5$ Мпк; променева швидкість $V_h = 183$ км/с

неправильних галактик ті, що не вклалися в класифікацію (пекулярні галактики). Зараз прийнято класифікувати Магелланові Хмари як SB(s)m (за де Вокулером), тобто як перетнуту спіраль «зруйнованого» (магелланового) типу, оскільки в них можна бачити «залишки» спіральної структури з баром. Цей приклад свідчить про неповноту класифікації Габбла та необхідність її доповнення.

На рис. 2.18 наведено приклад близької неправильної галактики Holmberg II (супутник гігантської спіральної галактики М81 (галактики Бодє)), в якій на відміну від Магелланових Хмар немає «залишків» спіральної структури, а є лише клаптикувата структура, яку пов'язують із хаотичними осередками зореутворення.

Єдина галактика з каталогу Мессьє, що зараз класифікується як неправильна, — М82, зображена на рис. 2.19. Її відкрив разом із сусідкою — М81 — 31 грудня 1774 року Й.Е. Бодє. Галактика має спалах зореутворення і є найяскравішою в ІЧ-діапазоні.

2.5. Структурні утворення у галактиках

Для опису структур галактик Габбл уживав термін ядро галактики. Але вивчаючи структури центру спіральних галактик, з'ясували різноманітність форм їх ядерних областей. Тому Воронцов-Вельяминов (1972) запропонував розрізнити поняття ядро та ядерна область. Він ввів таку термінологію:

Ядерна область — центральне утворення, як правило, безструктурне, що виділяється яскравістю, з достатнім градієнтом яскравості на краю, і відділяється від спіральних рукавів.

Наведемо типи ядерних областей.

Балдж — велике, сфероїдальне, іноді майже сферичне згущення світла зір, подібне за виглядом до еліптичної галактики. У спіральних, що видимі з ребра, він має вигляд кулястого потовщення в центрі диска.

Лінза — згущення зір у центральній області, що має вигляд сильно сплющеного балджу та чітку зовнішню фотометричну межу. На її периферії починаються світлі спіральні рукава. Від балджу лінзу легко відрізнити, коли вона спостерігається з ребра і має вигляд саме товстої лінзи у профіль, товщина якої більша, ніж товщина диска. Таку ядерну область мають звичайно галактики Sa і Sb, часто з баром.

Диск (ядерний) — потовщене згущення зір у центральній області, ніби дуже тонка лінза, має товщину, малу порівняно з діаметром навіть у центрі. У разі розгляду галактики пласком диск має майже рівномірну яскравість, чим відрізняється від лінзи. Часто у наукових джерелах диском називають весь плоский складник спіральної галактики. Щоб запобігти неоднозначності, можна вживати уточнювальний термін — ядерний диск. Іноді використовують терміни товстий та тонкий ядерні диски.

Ядро — майже кулясте різке згущення зір та газу, як балдж, але порівняно з усією галактикою менше за розміром та інтегральною світністю.

Керн — зорепоподібне або майже зорепоподібне маленьке ядерце. Іноді всередині лінзи є ядро, а в ньому — керн.

Крім ядерної області спіральні галактики мають **диск, спіральні рукава** та **гало**. Диск галактики (або просто диск, якщо не виникає плутанини з ядерним диском) — майже плоске структурне утворення спіральних галактик із підвищеною концентрацією зір та газу. Спіральні рукава — додаткові спіральні утворення підвищеної густини, що простягаються по всьому диску га-



лактики. Під гало розуміють майже сферичне продовження балджу, набагато менш яскраве; воно виявляється, наприклад, в ІЧ-області. Про гало часто йдеться в зв'язку з наявністю темної матерії у галактиках — гало з темної матерії.

2.6. Деякі загальні властивості

Для 600 яскравих галактик колекцій фотонегативів Лікської та Маунт-Уілсонівської обсерваторій Габбл виявив таку відносну розповсюдженість типів: E — 17 %, Sa та SBa — 19 %, Sb та SBb — 25 %, Sc та SBc — 36 %, Irr — 3 %. Отже, спіральних галактик у чотири рази більше, ніж всіх інших. Однак такі його підрахунки були попередніми. Виявилось, що, наприклад, у скупченнях Діви та Волоссях Вероніки частина спіралей ледь сягає половини всіх галактик, тобто існує певна просторова сегрегація галактик (Шеплі Г. та Еймс А., 1930).

Яскравість і розмір центральної частини спіралей порівняно з рукавами зменшуються при переході від галактик Sa і SBa до галактик Sb і SBb і далі до Sc і SBc. Водночас у тій самій послідовності зростає ступінь розкриття рукавів і ступінь їх клаптикуватості, структурності. У найближчих із галактик Sb і, особливо, Sc яскравіші зорі виділяються в рукавах.

В еліптичних галактиках та балджах спіралей домінує старе зоряне населення типу II, диск та спіральні рукава містять здебільшого молодше населення типу I. Тому колір еліптичних галактик та балджи спіралей червоніший, а спіралей — блакитніший.

Вміст газу в галактиках корелює з морфологічним типом. Еліптичні та S0-галактики майже не містять газу, у спіральних Sa-галактиках його ~1 %, а в Sc-галактиках — до ~10 %. У неправильних галактиках вміст газу може досягати 50 % (можливо, і більше).

Діапазон мас еліптичних галактик (нормальних, не карликових) широкий — від $\sim 10^8$ до $\sim 10^{13} M_{\odot}$, а мас спіралей дещо вужчий — від $\sim 10^9$ до $\sim 10^{12} M_{\odot}$. Найбільші еліптичні галактики є масивнішими за найбільші спіралі. Діапазон мас неправильних галактик — від $\sim 10^8$ до $\sim 10^{11} M_{\odot}$.

Світності надсвітних галактик сягають $\sim 10^{11} L_{\odot}$; нижня границя світності становить $\sim 10^8 L_{\odot}$.

2.7. Друга класифікація Габбла

Головна відмінність другої класифікації Габбла (1936) від першої — введення класу S0 лінзоподібних галактик як проміжного між еліптичними та спіральними. Галактики S0 подібні до аморфних галактик типу E, але вони мають ще і плоску компоненту без спіральних рукавів. Для них характерне велике, яскраве і різке ядро в центрі однорідного диска або лінзи, з досить чітким зовнішнім краєм, оточене слабкою дифузною дуже тонкою оболонкою. У лінзі часто помітні темні дуги або темне кільце. Воно зумовлене або розрідженням зір, або областями слабкіших зір, або пиловою матерією.

У 1961 році Сендейдж у «Габблівському атласі галактик» опублікував детальний опис двох послідовностей S0 і SB0.

За сучасною термінологією S0-галактики — *лінзоподібні* (від лат. lenticular) галактики. Цікаво, що вже у каталозі Мессьє були чотири лінзоподібні галактики (M 84, M 85, M 86, M 102). Тобто

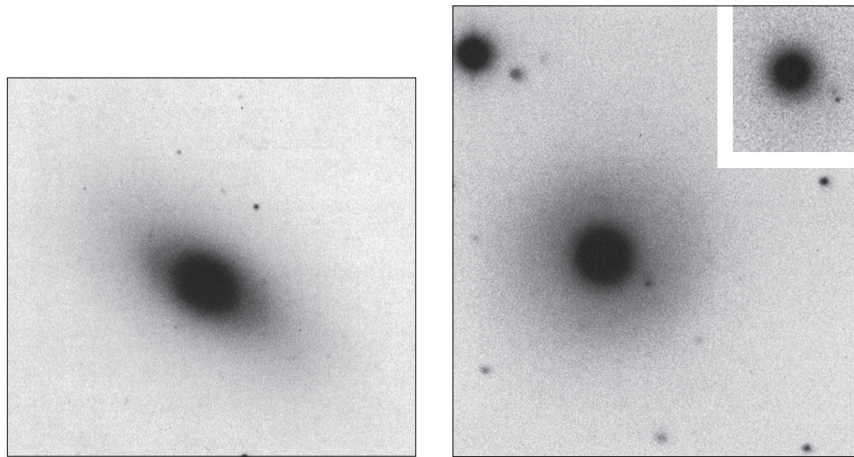


Рис. 2.20. Лінзоподібна галактика NGC 1201 типу S0₁ (SA0⁰(r) за де Вокулєром). Координати — $\alpha = 03^{\text{h}}04^{\text{m}}07,98^{\text{s}}$, $\delta = -26^{\text{d}}04^{\text{m}}10,7^{\text{s}}$; зоряна величина $m_B = 12^{\text{m}},20$; розміри $3,6' \times 2,1'$; променева швидкість $V_h = 1686$ км/с. У зовнішній до лінзи оболонці не виявлено структури

Рис. 2.21. Лінзоподібна галактика NGC 3065 типу S0₂ (SA0⁰(r) за де Вокулєром). Координати — $\alpha = 10^{\text{h}}01^{\text{m}}55,2^{\text{s}}$, $\delta = +72^{\text{d}}10^{\text{m}}13^{\text{s}}$; зоряна величина $m_B = 13^{\text{m}},5$; розміри $1,7' \times 1,7'$; променева швидкість $V_h = 2000$ км/с. На вставці, що має меншу експозицію, помітно світліше кільце

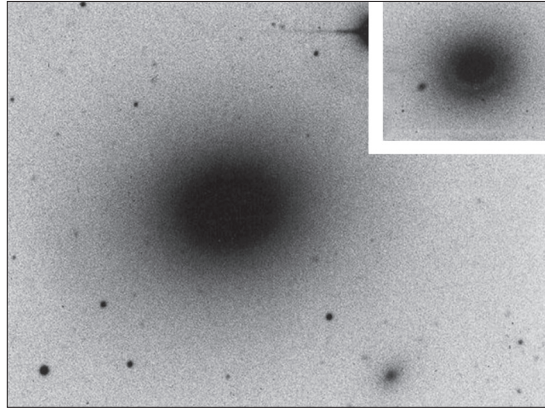


Рис. 2.22. Лінзоподібна галактика NGC 4459 типу $S0_3$ ($SA0^+(r)$ за де Вокулером). Координати — $\alpha = 12^h 29^m 00,0^s$, $\delta = +13^d 58^m 42^s$; зоряна величина $m_B = 11^m,32$; розміри $3,5' \times 2,7'$; променева швидкість $V_h = 1192$ км/с. На вставці, що має меншу експозицію, більш чітко, порівняно з рис. 2.21, виділено зовнішнє світле кільце

можна було би ввести цей клас галактик і раніше. У каталозі Мессьє також містяться 27 спіральних, вісім еліптичних та лише одна неправильна галактика — M 82, форму якої вважають результатом взаємодії. У класи $S0$ та $SB0$ увійшла частина галактик, які раніше класифікували як Sa та SBa . Так само, найбільш сплюснені еліптичні галактики при детальнішому розгляді виявили плоску складову, і їх почали класифікувати як лінзоподібні.

У типі $S0$ Габбл виділив три групи за наявністю та обрисами темних зон:

- $S0_1$ — аморфні лінза й зовнішня оболонка, сплюснена до площини симетрії. Наприклад, NGC 1201 (рис. 2.20), NGC 1332, NGC 4762.
- $S0_2$ — деяка структура в оболонці у формі темної зони і світлого кільця. Наприклад, NGC 4203, NGC 1411, NGC 3065 (рис. 2.21).
- $S0_3$ — більш помітна темна зона. Наприклад, NGC 4281, NGC 4459 (рис. 2.22).

Об'єкти $SB0$ характеризуються баром у центральній лінзі, іноді широким і розмитим, а іноді вузьким і різким. Оболонка може утворити слабкі зовнішні кільця. Тип $SB0$ теж розбивається на три підтипи:

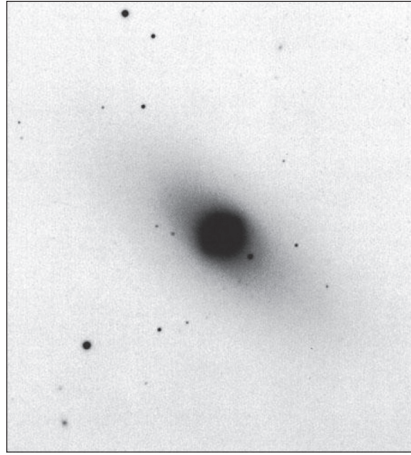


Рис. 2.23. Лінзоподібна галактика NGC 3384 типу SB₀₁ (SB(s)0⁻ за де Вокулером). Координати — $\alpha = 10^{\text{h}}48^{\text{m}}16,9^{\text{s}}$, $\delta = +12^{\text{d}}37^{\text{m}}45^{\text{s}}$; зоряна величина $m_B = 10^{\text{m}},85$; розміри $5,5' \times 2,5'$; променева швидкість $V_h = 704$ км/с

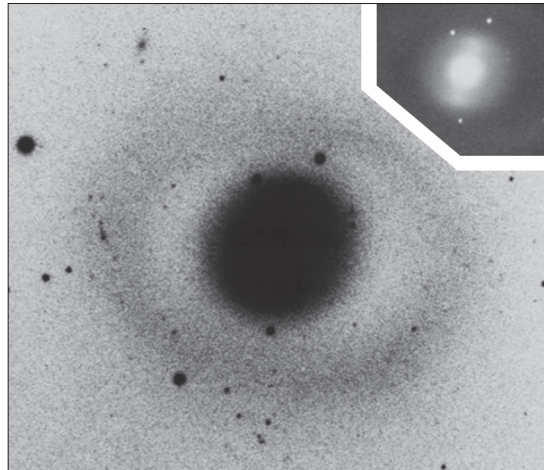
- SB₀₁ — яскрава лінза із широким розмитим баром без кільця, оточена великою слабкою оболонкою, як у NGC 3384 (рис. 2.23), NGC 4263.

- SB₀₂ — широкий слабкий бар у кільці зі слабким зовнішнім вторинним кільцем, як у NGC 2859 (рис. 2.24), NGC 4340.

- SB₀₃ — добре розвинутий бар і кільце, менш яскраве, ніж бар, як у NGC 4643 (рис. 2.25), NGC 4608.

Класифікувати лінзоподібні галактики досить важко. У сучасних дослідженнях рідко коли розрізняють габблівські підтипи S0₁, ..., SB₀₃. У позагалактичних базах даних наводяться визначення типу різними спостерігачами, які можуть суттєво розрізнятися. Наприклад, M89 в NED класифікується і як S0₁, і як еліптична галактика.

Рис. 2.24. Лінзоподібна галактика NGC 2859 типу SB₀₂ ((R)SB(r)0⁺ за де Вокулером). Координати — $\alpha = 09^{\text{h}}24^{\text{m}}18,5^{\text{s}}$, $\delta = +34^{\text{d}}30^{\text{m}}48^{\text{s}}$; зоряна величина $m_B = 11^{\text{m}},83$; розміри $4,3' \times 3,8'$; променева швидкість $V_h = 1690$ км/с. На вставці (позитивному зображенні), що має меншу експозицію, чітко видно бар, а також помітно слабке зовнішнє кільце





Найнаочніше плоска складова лінзоподібних галактик виявляється у разі їх спостереження з ребра. На рис. 2.26, 2.27 наведені приклади таких зображень — галактики NGC 4111 та NGC 5866. Виявити бар складно.

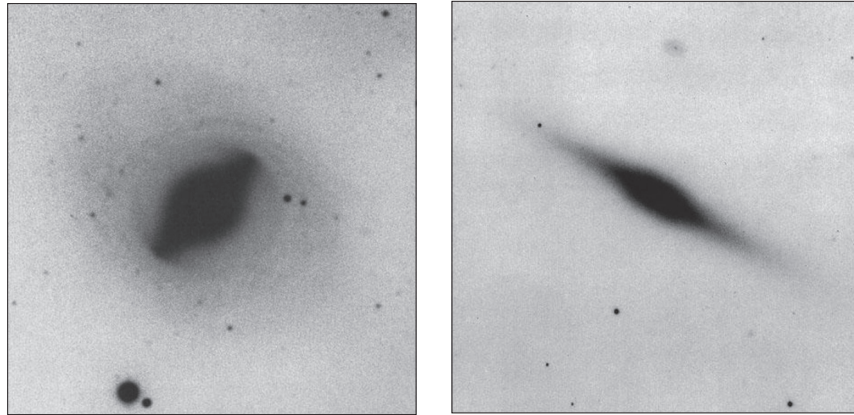
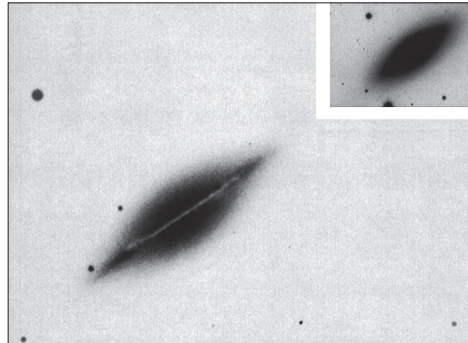


Рис. 2.25. Лінзоподібна галактика NGC 4643 типу SB0₃ (SB(rs)0/a за де Вокулером). Координати — $\alpha = 12^{\text{h}}43^{\text{m}}20,1^{\text{s}}$, $\delta = +01^{\circ}58^{\text{m}}42^{\text{s}}$; зоряна величина $m_B = 11^{\text{m}},72$; розміри $3,1' \times 2,3'$; променева швидкість $V_h = 1333$ км/с

Рис. 2.26. Лінзоподібна галактика NGC 4111 типу S0₁ (SA0⁺(r): sp за де Вокулером), видима з ребра. Координати — $\alpha = 12^{\text{h}}07^{\text{m}}03,13^{\text{s}}$, $\delta = +43^{\circ}03^{\text{m}}55,4^{\text{s}}$; зоряна величина $m_B = 11^{\text{m}},63$; розміри $4,6' \times 1,0'$; променева швидкість $V = 792$ км/с

Рис. 2.27. Лінзоподібна галактика NGC 5866 типу S0₃ (SA0⁺ edge-on за де Вокулером), видима з ребра. Координати — $\alpha = 15^{\text{h}}06^{\text{m}}29,5^{\text{s}}$, $\delta = +55^{\circ}45^{\text{m}}48^{\text{s}}$; зоряна величина $m_B = 10^{\text{m}},74$; розміри $4,7' \times 1,9'$; променева швидкість $V_h = 755$ км/с. Пилова смуга зумовлює плоску складову. На вставці наведено зображення з більшою експозицією



2.8. Доповнення та модифікації габблівської класифікації

Шеплі та Параскевопулос (1940) до класифікації Габбла додали типи Sd та SBd для галактик, у яких рукава істотно переважають ядро за світністю. Галактики, які класифікували як Sc та SBc, розподілили на підкласи — Sc, Sd, SBc і SBd.

У час між появою першої та другої класифікації Габбла дослідники Голмберг, де Вокулер і ван ден Берг дійшли думки, що дві сім'ї галактик — S і SB — не є різко розмежованими. Існує безліч галактик, в яких у центрі замість балджу або лінзи є ніби короткий бар, подібний до яскравого тривісного еліпсоїда. Е. Голмберг (1958) запропонував скасувати «камертон», тобто різницю між послідовностями S і SB, і всі спіральні галактики позначати однаково — S. Крім класів S0, Sa, Sb, Sc, він ввів додаткові проміжні типи, наприклад, Sb⁻, Sb⁺, Sc⁻. Зауважимо, що в існуючому числовому кодуванні де Вокулера габблівських типів також знехтувано наявністю бара.

Голмберг (1950) також ввів уточнення класів неправильних галактик. Для хаотичних, але аморфних галактик, що не виявляють клаптикуватості, розділення на зорі, скупчення й області іонізованого водню HII, він започаткував позначення Irr II, на відміну від Irr I для неправильних галактик, що відповідають опису Габбла для його галактик Irr.

Де Вокулер виявив (1962) «зруйновану» спіральну структуру в Магелланових Хмарах; подібні до них галактики почали називати магеллановими, додаючи до позначення типу літеру m. Так з'явилися типи Sm та SBm, а також іррегулярні галактики Im. Характерною особливістю магелланових галактик є їхні малі діаметри та низька світність. Наприклад, об'єкт типу IBm — це галактики NGC 6822, IC 1613.

2.9. Інші класифікації галактик

Класифікація ван ден Берга. Класифікація галактик DDO (David Dunlap Observatory, University of Toronto, Canada — на честь обсерваторії, де працював ван ден Берг) ґрунтується на вивченні форм великих галактик із Паломарського атласу неба (POSS, Palomar Observatory Sky Survey). Першу версію класифікації було опубліковано у 1960 році, а останню — RDDO-класифікацію (revised, модифіковану) — у 1976 році.



Основні проблеми, які вбачав ван ден Берг у габблівській класифікації, стосувалися лінзоподібних галактик класів $S0_1$ — $S0_3$ та класу Sa. Крім того, цю класифікацію, на його думку, потрібно було доповнити вказівкою класу світності та ефектів оточення.

Оскільки зображення яскравих галактик в POSS-атласі були переотриманими, що не давало можливості розрізнити типи S0 і E, то ван ден Берг їх усіх позначав як E, роблячи виняток лише для систем із диском — SD. (Однак у пізнішій версії він відновив відмінність між S0 і E.) Ван ден Берг зберіг типи Габбла Sa, Sb, Sc, Iгг та SB, а також позначив проміжні типи між S і SB як S(B).

Головне досягнення класифікації ван ден Берга (1960) полягає у введенні класів світності для спіралей і неправильних галактик. На його думку, класи світності корелюють з формою спіральної структури настільки точно, що за лише виглядом галактики можна оцінювати її світність з точністю, не меншою як $0^m,5$.

Для пізніх класів (спіралей) ван ден Берг ввів п'ять класів світності: I, II, III — для Sb-галактик, I, II, III, IV, V — для Sc-галактик, II, III, IV — для неправильних галактик. Найбільш світні належать класу I, найменш світні — класу V. Різниця в один клас світності приблизно відповідає одній зоряній величині. За аналогією із зорями ван ден Берг називає галактики класів I, II, III, IV, V відповідно надгігантами, яскравими гігантами, нормальними гігантами, субгігантами та карликами.

Галактики з розмитими або туманними рукавами позначають літерою n, деформовані гілки — t, а клаптикуватість рукавів — значком *. В особливо чітко виражених випадках ці літери та знаки подвоюються. У «м'яких випадках» ці символи беруть в дужки.

У 1976 році ван ден Берг ввів поняття «анемічної» спіралі типів Aa, Ab та Ac. Оскільки в нормальних спіралях є велика кількість газу, а в лінзоподібних його майже немає, то мусить бути проміжний клас галактик. Такі галактики він і назвав «анемічними» (недокрівними) спіралями. Лінзоподібні галактики він виділив окремим «зубом» своєї «виделки» (рис. 2.28). Таке нововведення ван ден Берг обґрунтував на підставі результатів досліджень Сендейджа та інших: розподіл за справжнім (не видимим) відношенням осей для лінзоподібних галактик аналогічний до такого для спіралей.

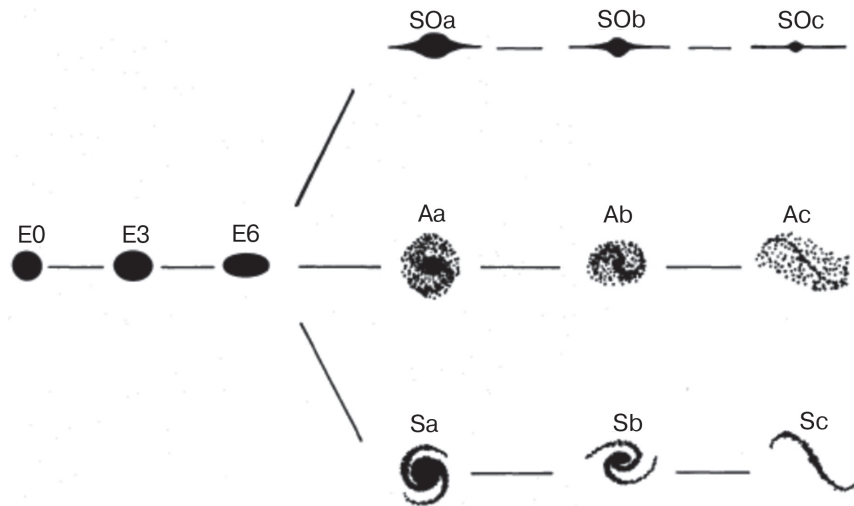


Рис. 2.28. Класифікаційна схема ван ден Берга

Класифікація ван ден Берга мало застосовувалася іншими авторами і має здебільшого історичну цінність, хоча такий елемент його класифікації, як класи світності, а також деяку термінологію (анемічна спіраль) досить широко використовують.

Класифікація Моргана (Йеркська система) розроблена в Йеркській обсерваторії (Чиказький університет). Класифікація базується на кореляції між ступенем концентрації світності та домінуючим спектральним класом зоряного населення. Цю залежність досліджували У. Морган і Н. Мейолл (1957); класифікація викладена у двох працях Моргана (1958, 1959).

Галактики з профілем яскравості, сильно концентрованим до центру, виявили домінуючий спектр зір класу К. Слабко концентрований профіль яскравості мають галактики з домінуючим спектром зір класу А. Повна класифікаційна схема ґрунтується на таких якісних параметрах:

- **концентрація** — а (дуже мала концентрація світла до центру галактики), af, f, fg, g, gk, k (сильна концентрація);
- **форма** — 11 підкласів: S (спіралі); B (спіралі з баром); E (еліптичні), I (неправильні, іррегулярні); D (із дифузним зовнішнім оточенням), R (із ротаційно-обертовою симетрією); L (із низькою поверхневою яскравістю, серед них карликові системи); N (із яскравим ядром, такі галактики пізніше ідентифікували як



сейфертовські та радіоґалактики); окремі випадки: E_r — еліптичні системи з пиловим компонентом (пекулярний випадок); cD — із дуже протяжним зовнішнім оточенням (газовим), наприклад — M87; db — гантелеподібні;

• *видима сплюсненість форми* — Tilt index — індекс нахилу, від 1 до 7: 1 — видимі пласом, 7 — видимі з ребра.

Класифікація Морґана використовувалася тільки в одному з відомих каталогів — Морфологічному каталозі ґалактик Воронцова-Вельямінова зі співавторами (1962—1968). Самі ж Морґан та Мейолл вважали, що їхню класифікацію слід розглядати як додаткову до ґабблівської, в якій використовується кореляція між спектральним класом та співвідношенням спіралей та балджу.

Класифікація де Вокулера. Свою класифікацію де Вокулер описав у декількох працях кінця 1950-х — початку 1960-х років. Її часто називають тривимірною класифікацією («лимоном» де Вокулера; рис. 2.29).

Ця класифікація відрізняється від другої класифікації Ґаббла тим, що розширює перелік форм залежно від розміру перемички спіральних ґалактик. У ній спіралі подані трьома сім'ями: SA —

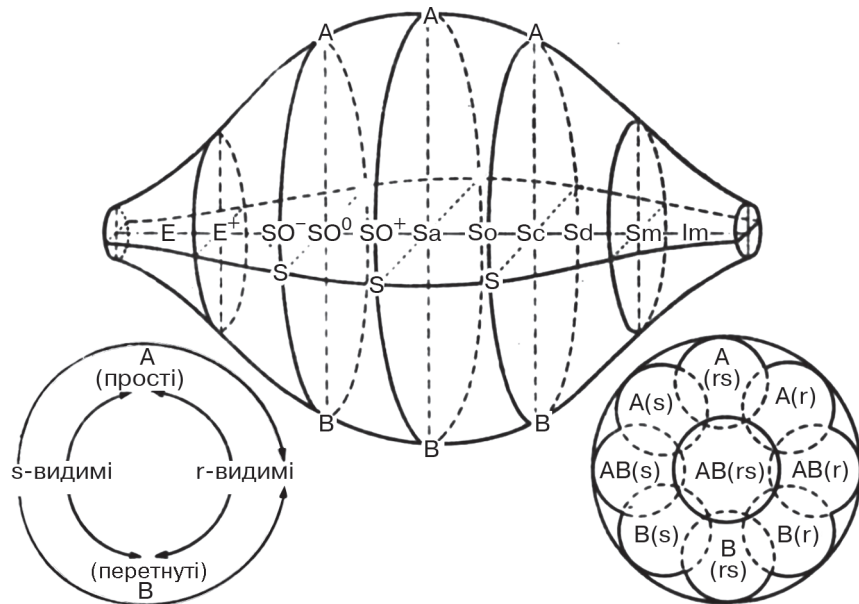


Рис. 2.29. «Лимон» де Вокулера

прості спіралі, SB — спіралі з перемичкою, SAB — проміжні типи. Залежно від розвинення кільцевих структур є спіральні (s), кільцеві (r) і проміжні (rs) типи. У типі (s) два головні рукава є дотичними до ядра або перпендикулярними до бара на його кінцях. У типі (r) є спіральні рукави, дотичні до внутрішнього кільця, пересіченого баром, або рукава, що відходять від чогось, подібного до кільця, яке оточує ядро у разі відсутності бара.

Крім введення проміжної сім'ї спіралей SAB де Вокулер продовжив досліджувати послідовності спіралей до неправильних галактик із гарячими зорями. Приймаючи типи Шеплі Sd і SBd зі слабо помітним балджем і порівняно найяскравішими рукавами, він ввів типи, перехідні до неправильних Sm і SB(s)m (наприклад, Велика Магелланова Хмара), а зовсім неправильні позначив Im і IBm (скоротивши позначення Igr). Карликові еліптичні та неправильні галактики він позначив літерою d (від англ. dwarf — карлик) перед символом їхнього типу. Але ця особливість не вкладається в класифікацію галактик за їхнім виглядом і потребує інформацію про їхню світність.

Ранні чи пізні підтипи (стадії) у неспіральних галактиках де Вокулер позначав + та -. Так, E⁺ — перехідний тип від E до S0; у кожному з типів лінзоподібних галактик є три підтипи — S0⁻, S0⁰, S0⁺; перехідний тип між S0 та Sa позначали (як і Габбл) S0/a. Іноді знаки + та - використовували і для спіральних типів, наприклад, Sa⁺ та Sb⁻. Однак різниця між такими типами виявилася дуже малою, тому застосовували позначення Sab.

Наявність слабого великого зовнішнього кільця (за Вокулером) поблизу типу S0/a позначають літерою R також перед символами, що визначають тип галактики. Галактики, класифіковані детально, повернені ребром, структуру яких не видно, доповнюються символом sp (spindle, веретено).

Т а б л и ц я 2.1. Числовий код морфологічного типу

Тип	Значення	Тип	Значення	Тип	Значення
E0	-5	S0/a	0	Scd	6
E ⁺	-4	Sa	1	Sd	7
S0 ⁻	-3	Sab	2	Sdm	8
S0 ⁰	-2	Sb	3	Sm	9
S0 ⁺	-1	Sbc	4	Im	10
		Sc	5		



З ім'ям де Вокулера пов'язаний числовий код морфологічного типу галактик, який має велике значення у ході вивчення кореляційних залежностей параметрів галактик від морфологічного типу. Числове кодування наведено у табл. 2.1.

Іноді можна зустріти розширене кодування типів. Так, типу сI (компактні неправильні галактики) відповідає $T = 11$, типу сE (компактні еліптичні галактики) — $T = -6$. Іноді до типу $T = 11$ відносять водневі хмари без зір, що випромінюють у радіодіапазоні.

Приклади галактик, класифікованих за де Вокулером, подано на рис. 2.4—2.27, де у підписах до рисунків поряд із Габблівськими типами в дужках указані типи за де Вокулером. Усі вокулерівські типи утворюють тривимірну конструкцію («лимон» або «діжка» де Вокулера). «Лимон» зображено на рис. 2.29, а його розріз в області спіралей — на рис. 2.30.

Класифікація де Вокулера є найдетальнішою, її використовують у позагалактичних базах даних NED та HYPERLEDA (в NED іноді зустрічаються також габблівські типи), але дещо в різних позначеннях. Зауважимо, що в базах даних окремо позначено компактність об'єкта c чи дифузність D , а також наявність злиття M (merging). Крім того, пекулярність форми позначають «рес», галактики з полярними кільцями — PR, зовнішнє кільце — (R), зовнішнє псевдокільце — (R'), невпевненість типу — :, невідомість — ?.

Опис структури галактик символами МКГ. Укладаючи Морфологічний каталог галактик (МКГ), Воронцов-Вельямінов доповнив відомі класифікації за результатом власного візуального аналізу 10 000 фотографій галактик із Паломарського атласу неба (1962—1968). Як і в NGC та деяких інших каталогах, він надав перевагу описанню типів зображень галактик, залишивши тільки для явно еліптичних галактик символ E як символ типу. Плоскі системи було позначено F (flat); галактики, видимі з ребра як лінзи, — L (lense); галактики, що мають вигляд неправильної, нечіткої плями, тобто неправильних галактик, видимих пласом, — P (patch). Інші символи описують характерні особливості структурних елементів (розмір та яскравість ядра, наявність та розташування бара, оболонки, пилові смуги, кільця, кількість та форму спіральних рукавів тощо). Воронцов-Вельямінов зазначав, що його позначення характеризують особливості галактики, якими зазвичай нехтують у класифікаційних схемах.

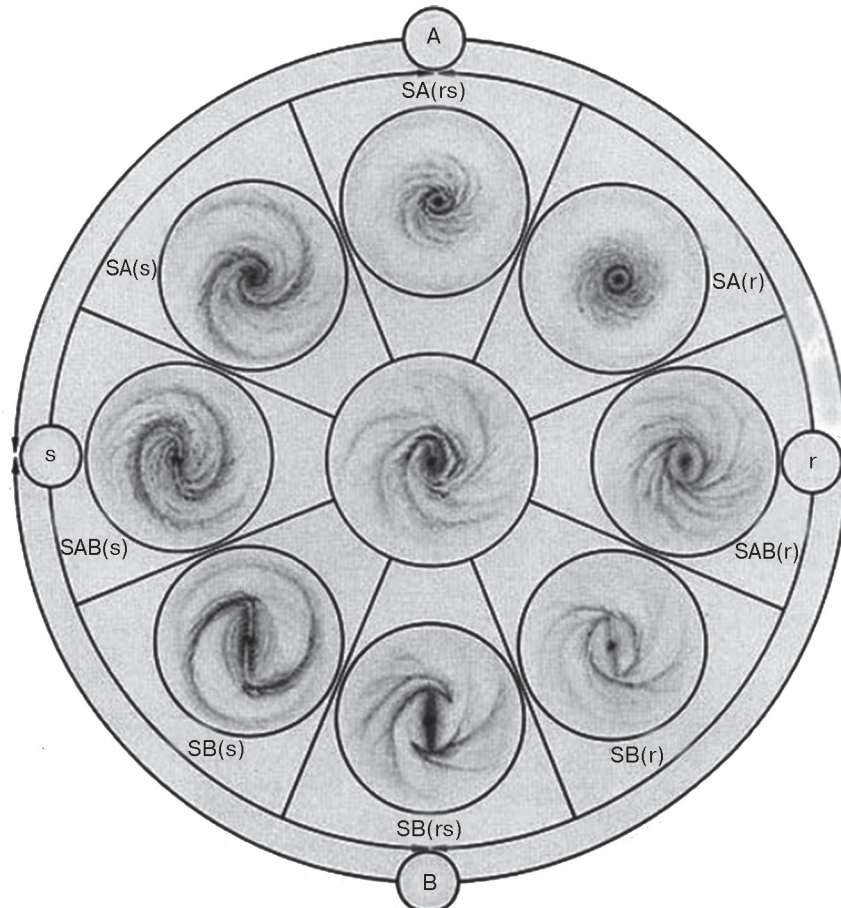


Рис. 2.30. «Лимон» де Вокулера в розрізі

2.10. Еволюційний та антиеволюційний погляди на габблівську послідовність

Коли йдеться про еволюцію, то найчастіше мають на увазі можливість еволюції вздовж габблівської камертонної послідовності з перетворенням еліптичних галактик на спіральні або навпаки. Згідно з космогонічною гіпотезою Джинса (1932), галактика — газова туманність, яка у своєму розвитку пододала шлях еволюційної послідовності Габбла від еліптичної



галактики до іррегулярної, поступово перетворюючись на систему зір. За такої гіпотези поділ галактик на ранні — еліптичні, та пізні — спіральні, є природним. Здавалося б, що основним параметром у послідовності від ранніх до пізніх галактик є швидкість обертання; в еліптичних вона мала, у спіральних набагато більша (у середньому). Однак уздовж послідовності спіральних типів це правило порушується, а саме: у ранніх спіралях типів Sa і Sb швидкість обертання більша, ніж у пізніх Sc і Sd (у середньому).

Габбл зазначав, що часова семантика поділу галактик на ранні — еліптичні, та пізні — спіральні типи, є умовною і лише відображає положення на «камертонній» послідовності (1926). Питання про те, чи дійсно габблівська послідовність відображає реальну еволюцію, завжди було нагальним і нині його повністю не вирішено. Остаточної думки щодо еволюційного взаємозв'язку типів Габбла немає. Крім того, у ході досліджень можливості перетворення форм у багатьох дослідників виникає здавалося б парадоксальна думка. Виявилось, що середні характеристики (маси, питомі кутові моменти тощо) галактик різних типів, спіральних та еліптичних, є перш за все такими, що перетворення одних на інші неперервною зміною характеристик неможливе.

Сучасні спроби зрозуміти роль габблівської послідовності ґрунтуються на ідеї, підтвердженій багатьма спостережними фактами, що головним у загальну масу речовини у Всесвіті є внесок не зір, не газу і пилу, а темної матерії, більша частина якої має небаріонну природу, тобто до її складу не входять звичайні частинки (протони, нейтрони, електрони). Фрагментація первинної однорідної матерії у ранньому Всесвіті внаслідок гравітаційної нестабільності на шматки (клатпи) — гало призводить до падіння в центр такого клатпа звичайної матерії, яка еволюціонує у світні галактики. Ієрархічний сценарій (bottom-up) утворення структур передбачає поступове зростання гало за рахунок злипання. Результати моделювання свідчать про наступне: якщо злипаються два гало, у яких вже сформувалися спіральні галактики, то з великою ймовірністю утворюється більше гало з еліптичною галактикою в центрі, тоді як захоплення гало з великою спіраллю малого гало-супутника спричинює певні структурні перебудови, але спіраль лишається спіраллю.

Отже, у рамках ієрархічної моделі еліптичні галактики перебувають на більш пізніх етапах еволюції, а спіральні — на більш ранніх. При цьому ієрархічна модель не передбачає секулярної еволюції, тобто «неперервного перетворення» одного морфологічного типу на наступний в габблівській послідовності.

2.11. Класифікація спіральних рукавів

Окрім класифікацій галактик є класифікації спіральних рукавів. Найвідоміша — класифікація Д. та Б. Ельмегрінів (1982). Вони поділили рукава на 12 типів. Тип 1 — слабо розвинені, клаптикуваті, хаотичні рукава, з різними пігч-кутами (кутами між спіраллю та радіальним напрямком), тип 12 — два довгих симетричних, чітко окреслених рукава («grand design» рукави). М33, наприклад, Ельмегріни віднесли до типу 5; прикладом типу 12 є галактика М100. Зауважимо, що ван ден Берг показав, що класифікація спіральних рукавів корелює з його класами світності, тобто за ступенем розвиненості рукавів можна оцінити світність галактики (з точністю до однієї зоряної величини).

2.12. Особливості класифікації карликових галактик

Відкриття Шеплі у 1939 році (Шеплі Г., 1947) карликових сфероїдальних галактик у напрямку на сузір'я Скульптор та Піч засвідчило, що цей численний, як виявилось потім, клас галактик не вкладається у габблівську класифікацію. Вона була побудована на обмеженій кількості галактик у діапазоні абсолютних зоряних величин $-22 < M < -18$. Карлики з абсолютною величиною від -16 величини та менш світні не були представлені ні у габблівській, ні в інших класифікаціях. Де Вокулер ввів спеціальне позначення для карликів, додаючи до типу літеру d. Таке позначення означало, що кожна карликова галактика має свого більшого за розміром відповідника. Але сфероїдальні карлики не вкладалися у цю схему.

Дослідження карликових систем активізувалося у 1970-х роках завдяки виникненню нових можливостей їхнього детектування та дослідження: появи огляду POSS-II, ПЗЗ-матриць тощо. Накопичення даних про карлики засвідчило, по-перше, їх суттєву неоднорідність, по-друге, необхідність морфологічної класифікації (але ще й досі немає їх усталеної класифікації).



Наразі всі карликові галактики поділяють на такі класи:

- dIm — карликові іррегулярні галактики магелланового типу, вони повністю чи частково розділені на зорі або зоряно-газові комплекси, колір блакитний;
- dIr — карликові дифузні галактики з клаптикуватим розподілом яскравості без розділення на зорі, колір головним чином нейтральний (білий);
- dS — карликові галактики зі слідами спіральної структури, колір блакитний;
- dE — еліптичні карликові галактики правильної структури з помітним градієнтом зменшення яскравості від центру до краю, колір червонуватий;
- dSph — сфероїдальні карликові галактики — об'єкти дуже низької поверхневої яскравості без помітного градієнта яскравості у центральній частині;
- BCD (dBC) — блакитні компактні карликові галактики.

Щодо класу dS зазначимо таке. Є спіральні галактики зі світністю, меншою за граничну для карликів, але їх не відносять до карликових галактик, якщо вони мають правильну спіральну структуру. Тільки малі спіралі магелланового типу (зруйновані) належать до карликів, тому цей тип найчастіше позначають як dSm.

Поділ іррегулярних карликів на dIm та dIr є умовним, чинником розділення на зорі часто ігнорують, однак усі такі галактики відносять до класу dIm.

Якщо класи карликів dE, dS, dIm та dBC мають великі за розміром відповідники (останній — галактики Сейферта), то клас сфероїдальних галактик не має відповідника і є унікальним. Як йшлося вище, цей клас об'єктів відкрив Шеплі (1939). Спочатку він виявив карлик у південному сузір'ї Скульптор, його так і називають — Скульптор. За словами Шеплі (1947), відкриття близько двох тисяч «звичайних» далеких галактик на одній із пластинок, отриманих в Бойденській спостережній станції (Південна Африка) Гарвардського університету, не так здивувало його та його співробітників, як відкриття цієї карликової галактики. Незвичайність полягала у безструктурності, розсіяності, розрідженості зір у достатньо великій області. Десять тисяч зір, яскравіших за $19^m,5$, були майже однорідно розсіпані на площі діаметром $75'$. Незабаром Шеплі відкрив і другий аналогічний об'єкт у сузір'ї Півч (рис. 2.31).



Рис. 2.31. Карликова сфероїдальна галактика у сузір'ї Піч

2.13. Розмаїття галактик

Результати досліджень свідчили, що галактики є набагато різноманітнішими, ніж здавалося у часи укладання основних класифікаційних схем. Розмаїття стосується форм, структур, світності, складу, щільності, маси, спектра й особливостей випромінювання. Крім того, для деяких систем (наприклад, квазарів) існування галактики (хазяйської галактики) потрібно ще довести.

Якщо виходити з критеріїв аморфність—структурність, то галактики можна поділити на такі типи.

Аморфні, безструктурні системи включають галактики E і більшість лінзоподібних галактик S0. У них майже немає дифузної матерії (газ, пил) і гарячих зір-гігантів.

Структуровані галактики — спіральні S і SB та частина неправильних із достатньою кількістю дифузійної матерії і гарячих зір-гігантів.

Різнманітні аморфні системи з нечіткими структурами і з дифузною матерією, але без гарячих гігантів. Сюди належать, наприклад, NGC 4753, NGC 3077 та багато інших галактик.



Дископодібні і кільцеві — це галактики без спіральної структури.

Дво- та триярусні спіральні галактики. Зовні від внутрішніх гілок видно незалежні від них зовнішні гілки, що не є їхнім продовженням, а ще далі до периферії простежується третя система гілок або кільце. При цьому ступені структурованості гілок різних ярусів різняться.

Взаємодіючі галактики. Взаємодія галактик спотворює «правильні» форми. Іноді з'являються досить чудернацькі форми, приклади яких подані на рис. 2.32 (об'єкт Гоага) та 2.33 (NGC 4650a — представник *галактик із полярними кільцями*). Такі об'єкти не вкладаються в ніякі класифікаційні схеми і є унікальними. Зауважимо, що потужне випромінювання в радіо- та інфрачервоному діапазонах, що виділяє такі галактики у класи за особливостями випромінювання, пояснюється взаємодією та злипанням галактик.

За поверхневою яскравістю E-галактики можуть істотно розрізнятися. Відповідно до цього різною буде і просторова густина зір, що визначається за поверхневою яскравістю. Вони бувають як дуже високої яскравості (M32, тип cE2), так і середньої або низької (NGC 147) або вкрай низької (система Скульптор) (рис. 2.34, 2.35). Класифікації не відображають різницю поверхневих яскравостей, за винятком підтипу компактних еліптичних галактик cE та сфероїдальних карликів. Карликові дифузні утворення є ніби проміжними між нормальними галактиками та кулястими скупченнями.



Рис. 2.32. Об'єкт Гоага



Рис. 2.33. Галактика з полярним кільцем — NGC 4650a

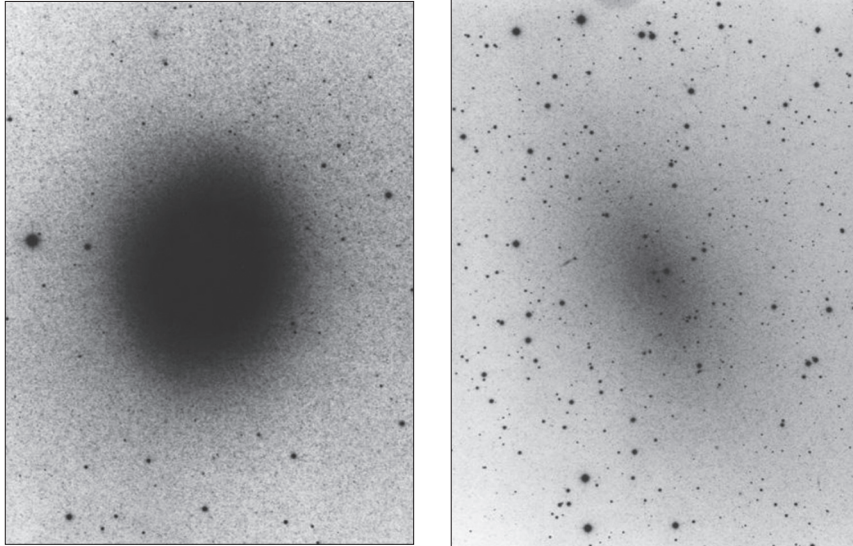


Рис. 2.34. M32 — супутник Андромеди (M31), компактна галактика високої поверхневої яскравості (типу сЕ2)

Рис. 2.35. NGC 147 — дифузна еліптична галактика низької поверхневої яскравості (Е5 рес)

Спіральні галактики також можуть істотно розрізнятися між собою за поверхневою яскравістю: від яскравих та дуже яскравих (так звані галактики фріманівського типу) до гігантських галактик дуже низької поверхневої яскравості (галактики-«привиди» типу Малін-1). Виділяють також *компактні галактики Цвіккі* високої поверхневої яскравості.

За низькими масою та світністю розпізнають *карликові галактики* різних типів (еліптичні, неправильні, спіральні, сфероїдальні, блакитні компактні).

За особливостями випромінювання виділяють класи об'єктів, а історично поділ часто відбувався за належністю до певних списків (каталогів) і лише згодом з'ясовувалися їхні фізичні особливості. Серед них відмітимо такі:

Галактики Аро і Маркаряна вибирали за надлишком ультрафіолетового випромінювання; вони блакитніші за інші галактики, для багатьох з них властиві яскраві емісійні лінії в спектрі та великий вміст газу.

Активні галактичні ядра (АГЯ, AGN, active galaxy nuclei) — декілька класів галактик, в яких ядра потужно світяться в різних діапазонах, та квазізоряні об'єкти, в яких може і не спостерігатися «хазяйська» галактика.

Сейфертівські галактики є різного вигляду, переважно спіральні, їм притаманні сильні емісійні лінії у спектрах. Вони є одним із типів АГЯ.

Радіогалактики є різного вигляду, з потужним радіовипромінюванням.

Квазізоряні об'єкти (QSO, quasi-stellar objects) характеризуються потужним випромінюванням зореподібної ядерної області. До цього класу належать *квасари*, якщо вони є джерелом потужного радіовипромінювання. Суміжним до квазарів є клас *блазарів* (лацертиди, тобто об'єкти типу BL Lac та ще деякі квазари). QSO без помітного радіовипромінювання іноді (зазвичай у застарілих наукових джерелах) називають *квазагами* (квазізоряними галактиками, QSG, quasi-stellar galaxies) або *радіотихими квазарами* (radio-quiet quasars). (Протилежні до них об'єкти від англ. radio-loud quasars — радіогучні квазари, хоча це вже тавтологія.) За світністю QSO суттєво перевершують звичайні галактики-надгіганти, вони є одним із поширеніших типів АГЯ.

LINERs (лайнери) — галактики зі слабкою активністю ядра.

Галактики з активним зореутворенням (спалахом зореутворення):

Надсвітні інфрачервоні галактики (ULIRG, Ultra Luminosity Infra-Red Galaxies) відкрито за спостереженнями зі супутника IRAS.

Галактики типу зелені горошини (green peas) — нещодавно відкриті компактні галактики зеленого кольору з інтенсивним зореутворенням.

Останнім часом говорять про наявність *галактик без зір*, які містять лише газ та темну матерію.

2.14. Класифікація та червоне зміщення

Класифікація Габбла ґрунтується на блакитних фотографіях, одержаних за допомогою телескопів Маунт-Уілсонівської та Лікської обсерваторій. Сучасні глибокі спостереження неба, такі як Hubble Deep Fields (HDF), дають змогу вивчати форми галактик на великих червоних зміщеннях. Результати аналізу



дають підстави стверджувати, що габблівська камертонна діаграма задовільно спрацьовує тільки для галактик з $z < 0,3$. Для далеких галактик часто дуже важко підібрати шаблон у габблівській схемі. На великих червоних зміщеннях бракує перетнутих галактик, багатопверхових спіралей із розвинутими рукавами (grand design) та інших розвинених структур. Диски пізніх спіралей на $z > 0,5$ є більш хаотичними, ніж ближчі галактики тих самих типів. Спіральна структура далеких галактик ранніх типів виявляється менш розвиненою, ніж близьких спіралей ранніх типів. Іншими словами, морфологія дискових галактик, які мали місце понад 3—4 млрд років тому, систематично відрізняється від тих, що існували десятки мільйонів років тому.

Ця обставина, а також незрівнянно більша кількість далеких галактик призводять до необхідності створення об'єктивних класифікаційних схем, призначених для автоматизованого опрацювання зображень. Деякі з таких схем розглянуто у розд. 4.

2.15. Інтернет-ресурси зображень галактик

Позагалактична база даних NED, NASA/IPAC Extragalactic Database, яка керується Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology за співробітництва з National Aeronautics and Space Administration (<http://nedwww.ipac.caltech.edu/>), дає можливість вивчати зображення галактик, отриманих у різних діапазонах хвиль за допомогою різних інструментів, із вказівкою на оригінальне джерело.

DSS (Digital Sky Survey) — множина цифрових оглядів всього неба, отриманих скануванням пластинок фотографічних оглядів POSS, SERC, POSS-2, зроблених за допомогою телескопів Шмідта Паломарської та Англо-Австралійської обсерваторій. Створення цифрової копії огляду POSS було ініційоване Науковим інститутом Космічного телескопа Габбла для підтримки спостережних програм на Космічному телескопі Габбла. Проект вийшов за рамки початкової мети і зараз є потужним спостережним матеріалом для наукових досліджень, у першу чергу позагалактичних. На сайті <http://archive.stsci.edu/dss/> можна бачити блакитні та червоні зображення неба POSS, зображення у трьох смугах (додатково інфрачервоне) POSS-II, візуальне «швидке» зображення. На цьому сайті є посилання на інші аналогічні сайти, зокрема на

сайт <http://archive.eso.org/dss/dss/> Європейської південної обсерваторії. Для широкого загалу на сайті ESO <http://www.eso.org/public/images/archive/category/galaxies/> подано кольорові зображення галактик.

Віртуальна обсерваторія **SkyView** (<http://skyview.gsfc.nasa.gov/>), що працює під егідою NASA (НАСА), надає DSS-зображення у fits- або Jpeg-форматах. Крім оптичних DSS-зображень доступні ІЧ-зображення галактик, отриманих супутником IRAS і рентгенівськими супутниками HEAO та ROSAT, а також радіозображення на частоті 408 МГц.

Цифрові зображення можна також знайти на сайті Паломарської обсерваторії (<http://www.skysurveys.org/>).

Серед великої кількості фотографій на сайті Південної європейської обсерваторії в Паранал можна спостерігати цікаві комбіновані зображення та анімації галактик (<http://www.eso.org/public/archiveindex.html>).

Національна оптична астрономічна обсерваторія (США) (http://www.noao.edu/image_gallery/) має галерею двокольорових (B+Z) комбінованих зображень, зроблених за допомогою 3,5-метрового телескопа WIYN.

Інфрачервоні комбіновані зображення в смугах J, H, K є в огляді 2MASS (<http://irsa.ipac.caltech.edu/applications/2MASS/PubGalPS/>).

Чудову екскурсію у світ галактик можна отримати в базі SDSS (Data Release 12, DR12, <http://skyserver.sdss.org/dr12/en/tools/chart/navi.aspx>). Комбіновані п'ятиколірні зображення дають можливість масштабувати та точно визначити координати деталей зображення. В режимі DR12 також можна отримувати інфрачервоні 2MASS-зображення. На жаль, огляд SDSS охоплює поки що лише чверть неба.

Hubble Heritage Project — це проект «Габблівське надбання» при Науковому інституті Космічного телескопа Габбла, мета якого — за зображеннями у фільтрах на космічному телескопі отримувати кольорові зображення, які б відображали чи моделювали реальну кольорову гаму об'єктів Всесвіту. Мета таких «розфарбовувань» — розширити надбання вчених для тих індивідумів, які цікавляться астрономічними досягненнями (веб-сайт проекту <http://heritage.stsci.edu/>).

ПОВЕРХНЕВА ФОТОМЕТРІЯ ГАЛАКТИК

3.1. Поверхнева яскравість галактик

Мета поверхневої фотометрії — вимірювання розподілу яскравості по поверхні протяжного джерела випромінювання, зокрема галактики. Якщо вимірюється розподіл яскравості з прив'язкою до певної системи одиниць (певних абсолютних стандартів), то фотометрія називається абсолютною, в іншому випадку — відносною.

Яскравість об'єкта у даному напрямку визначають як світловий потік $d\Phi$ (потужність енергії випромінювання) в одиницю просторового кута $d\Omega$ з елементом поверхні, проекція якого на площину, перпендикулярну до вибраного напрямку, $dS \cos \varphi$ має одиничну площу. Тут φ — кут між напрямком нормалі до поверхні та напрямком поширення (рис. 3.1). Тобто

$$I = \frac{d\Phi}{dS \cos \varphi \cdot d\Omega}. \quad (3.1)$$

На практиці, звичайно, вимірюють не цю величину, а відношення видимого потоку $d\varphi \equiv \frac{d\Phi}{d\Omega \cdot d^2}$ до просторового кута $d\omega \equiv \frac{dS \cos \varphi}{d^2}$ протяжного джерела, тобто $I_{obs} = \frac{d\varphi}{d\omega}$. Було прийнято, що і спадання потоку, і зменшення кутових розмірів джерела відбуваються як d^{-2} (обернено пропорційно квадрату від-

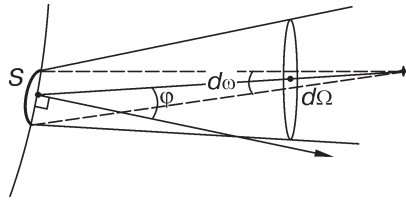


Рис. 3.1. До визначення яскравості світної поверхні

стані d). Це має місце з прийняттям звичайної евклідової геометрії простору, тобто у такому випадку

$$I_{obs} = I. \quad (3.2)$$

Евклідову геометрію можна прийняти, вивчаючи близькі джерела. Для далеких джерел треба розрізнити фотометричну відстань d_L , що входить у закон спадання потоку, та відстань за кутовим діаметром d_A , що входить до виразу для просторового кута. Оскільки ці відстані пов'язані співвідношенням $d_L = d_A(1+z)^2$ у рамках однорідних космологічних моделей Фрідмана (z — червоне зміщення джерела), то замість (3.2) запишемо

$$I_{obs} = \frac{I}{(1+z)^4}. \quad (3.3)$$

Релятивістський закон (3.3) спадання яскравості джерела називають законом Толмена. Він справджується для болометричного потоку, а для потоків у фільтрах має більш складне подання.

Розподіл яскравості по поверхні протяжного об'єкта в астрономії називають поверхневою яскравістю. Далі будемо позначати її як $I(x, y)$ або $I(r, \varphi)$ залежно від того, які координати використовуються: прямокутні (x, y) чи полярні (r, φ) . За початок координат звичайно приймають ядро галактики, за початкову вісь відліку полярного кута — характерний напрямок зображення галактики (наприклад, велику вісь).

У позагалактичній астрономії поверхневу яскравість найчастіше виражають у світностях Сонця з квадратного парсека — $[L_{\odot}/\text{пк}^2]$.

Приймаючи евклідову геометрію та незалежність поверхневої яскравості від відстані відповідно до (3.2), можна вважати поверхневу яскравість функцією відповідних кутових координат елемента поверхні. В цьому разі її найчастіше виражають у логарифмічних одиницях — видимих зоряних величинах з квадратної секунди дуги — та позначають як μ . Згідно з визначенням шкал зоряних величин зв'язок між μ та I такий: $\mu = -2,5 \lg I + \text{const}$,



де значення сталої залежить від фільтра фотометричної системи. Запишемо зв'язок між $[L_{\odot}/\text{пк}^2]$ і μ^m/\square'' :

$$[L_{\odot}/\text{пк}^2] = (206265)^2 \cdot 10^{0,4(M_{\odot} - \mu - 5)} = 4,255 \cdot 10^8 \cdot 10^{0,4(M_{\odot} - \mu)}, \quad (3.4)$$

де M_{\odot} — абсолютна зоряна величина Сонця у відповідній кольоровій смузі, або у логарифмічній формі

$$\mu = 21,57 + M_{\odot} - 2,5 \lg I. \quad (3.5)$$

У B -фільтрі $M_{\odot} = 5,48$, тому $\mu = 27,05 - 2,5 \lg I$.

3.2. Рання історія поверхневої фотометрії галактик

Поверхнева фотометрія — одна з найстаріших методик дослідження в астрономії. Першу вдалу спробу знайти розподіл яскравості здійснив Рейнольдс у 1912—1913 роках для М 31. Для усередненого розподілу яскравості у B -смузі вздовж великої осі в околі b' від ядра він визначив $I(r) \propto (1+r)^{-2}$. Габбл (1930) для подання фотометричного профілю 15 еліптичних галактик використовував формулу

$$I(r) = \frac{I_0}{(1+r/r_0)^2}, \quad (3.6)$$

де I_0 — центральна поверхнева яскравість; r_0 — масштабний параметр. Цю залежність часто називають законом розподілу поверхневої яскравості Габбла (або Рейнольдса—Габбла). Вона задовільно описує розподіл яскравості в еліптичних галактиках у межах $0,3 \leq r/r_0 \leq 30$. Габблу належить і перша спроба фізичної інтерпретації розподілу яскравості у галактиках. У 1930 році, порівнявши профілі яскравостей галактик з ізотермічним розподілом, він дійшов висновку, що еліптичні галактики можуть бути рівноважними самогравітуючими системами.

Редман спочатку сам (1936), а потім разом із Ширлі (1938) дослідили джерела випадкових та систематичних похибок фотографічної поверхневої фотометрії. Перші фотоелектричні спостереження найближчих галактик були виконані Уїтфордом (1936). Серед інших піонерів поверхневої фотометрії варто вказати Сейферта (1940), який першим виконав кількісне дослідження

розподілу кольору по диску спіральних галактик; Оорта (1940), який виконав спільний фотометричний та динамічний аналіз деяких галактик; Патерсон (1940), яка відкрила експоненціальний закон розподілу яскравості для диска М 33.

Засновником сучасної поверхневої фотометрії можна вважати де Вокулера, якому належать ґрунтовні методичні праці та перші систематичні дослідження фотометричних характеристик галактик різних типів (праці кінця 1950-х—початку 1960-х років). Іменем де Вокулера названо одну зі знаменитих формул позагалактичної астрономії — закон де Вокулера (1948) для розподілу поверхневої яскравості в еліптичних галактиках.

3.3. Чинники, що впливають на точність поверхневої фотометрії

3.3.1. Фон нічного неба

Найсерйозніша проблема у фотометрії протяжних джерел — фон нічного неба, що істотно впливає на розподіл яскравості об'єкта дослідження, особливо у його слабких периферійних областях. Фон неба впливає також на детектування галактик, на точність визначення їх зоряних величин та показників кольору. Головний внесок у яскравість безмісячного нічного неба дають:

- світіння атмосфери, зумовлене фотохімічними процесами у верхніх її шарах (приблизно 2/3 фону);
- зодіакальне світло, тобто розсіяне на міжпланетному пилу світіння Сонця (приблизно 1/3 фону);
- випромінювання слабких зір Галактики;
- дифузне випромінювання далеких слабких галактик.

Відносний внесок кожної з цих складових у загальну яскравість неба змінюється залежно від положення спостерігача на Землі та об'єкта на небі. Світіння атмосфери є змінним з характерним часом 2—3 хв, фон при цьому варіює на рівні 2 % і залежить від циклу сонячної активності. У безмісячну ніч поверхнева яскравість фону неба в зеніті в місцях з гарним астрокліматом у *B*-смузі становить 22,5—23^m/□". З віддаленням від зеніту фон збільшується приблизно за формулою $I(Z) = I(0)(1 + Z^2/2)$, де *Z* — зенітна відстань у радіанах. Фон неба є «червоним», його показник кольору близький до такого в еліптичних галактиках.



Для «віднімання» фону звичайно застосовують методи двовимірної інтерполяції розподілу $I_{sky}(x, y)$ з областей поза об'єктом, але достатньо близьких до нього, на область, що займає об'єкт. Точність такої інтерполяції тим більша, чим більше відношення площі, на якій будується $I_{sky}(x, y)$, до площі об'єкта. Інтерполяція фону не враховує випадкові його флуктуації. Для центральних областей галактик такі флуктуації є незначними (за деякими оцінками вони є порядку $0^m,001$), але для периферії галактик можуть бути досить значними (до 1^m). Капачіолі та де Вокулер (1983) дійшли висновку, що статистичні флуктуації фону обмежують точність наземної поверхневої фотометрії рівнем яскравості $\mu(B) \sim 28^m/\square''$. Ця межа дещо знижується при спостереженнях з космосу, оскільки один з чинників (світіння атмосфери) виключається. Нині вважається, що найретельніші наземні фотометричні дослідження простежують об'єкти до $\mu(B) \sim 28-29^m/\square''$. Спостереженнями за допомогою Космічного телескопа Габбла за декілька годин експозиції можна досягти точності $\mu(B) \sim 30^m/\square''$.

3.3.2. Спотворення зображення

Зображення об'єкта у фокальній площині телескопа спотворюється спільним впливом атмосфери та оптичної системи. Наприклад, точкове зображення зорі внаслідок нестабільності оптичних властивостей атмосфери стає нестійким турбулентним диском. Неідеальність оптичної системи також призводить до «розмивання» зображення. Температурні деформації дзеркал, неточності гідуювання, дефокусування також погіршують зображення.

Звичайно вважається, що спотворення зображення відбувається за лінійним законом:

$$I_{obs}(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} S(x - x', y - y') I_0(x', y') dx' dy'. \quad (3.7)$$

Тут $I_{obs}(x, y)$, $I_0(x, y)$ — відповідно спостережуваний і справжній розподіли яскравості. Функція $S(x, y)$ називається імпульсною характеристикою спотворювальної системи (у нашому випадку системою є атмосфера плюс телескоп) або передатною функ-

цією. В англомовних джерелах $S(x, y)$ позначають PSF (point spread function — функція розсіювання точки). Така назва зумовлена тим, що точковий справжній розподіл (тобто, коли $I_0(x, y)$ — двовимірний дельта-функція) обумовлює спостережуваний розподіл $I_{obs}(x, y) = S(x, y)$. Тому як експериментальну реалізацію PSF використовують профілі зоряних зображень. Найчастіше аналітичною апроксимацією PSF обирають двовимірний гауссіан та його різні модифікації. У стандартному пакеті IRAF за стандартну PSF прийнято функцію Моффата $S(x, y) \propto \left(1 + \frac{x^2 + y^2}{A^2}\right)^{-\beta}$.

Параметр A характеризує ширину PSF, стала β набуває значень 2, 5, 3.

PSF може суттєво впливати на розподіл поверхневої яскравості у центральних областях галактик (з великим градієнтом). Особливо сильним вплив є для далеких об'єктів, розміри яких порівнянні з шириною PSF. При цьому PSF збільшує значення видимої зоряної величини галактики («послаблює її»), спотворює розподіл поверхневої яскравості (особливо поблизу ядра галактики), зменшує видиму еліптичність $\varepsilon = 1 - b/a$ ізофот (a , b — велика і малі осі еліпса, що апроксимує ізофоту). Для врахування цих ефектів існують відповідні формули корекції.

3.3.3. Нуль-пункт шкали зоряних величин

Нуль-пункт шкали зоряних величин зазвичай встановлюють за спостереженнями фотометричних стандартів — зір з добре відомими зоряними величинами. При цьому при виборі зір-стандартів бажано, щоб діапазон їхніх показників кольору перекидав діапазон зміни середніх показників кольору спостережуваних галактик. При ретельному калібруванні точність нуля-пункту шкали зоряних величин може бути не меншою як $0^m,01$.

Існують й інші способи стандартизації фотометричних даних (визначення нуля-пункту). Наприклад, застосовують прив'язку до фотоелектричних вимірювань даної галактики, виконаних з використанням діафрагм різних розмірів, прив'язку до фотоелектричних вимірювань фону неба поблизу галактики.



3.4. Стандартні пакети програм

У 1980-ті роки в багатьох великих обсерваторіях почали створювати багатоцільові пакети програм для опрацювання та аналізу астрономічних даних. Наведемо деякі з них.

MIDAS (Munich Image Data Analysis System, Європейська південна обсерваторія (ESO), Німеччина). Вдосконалення цієї системи продовжується і нині, чергову версію можна отримати з сайту ESO <http://www.eso.org/esomidas>. Вона містить набір окремих пакетів, які дають змогу розв'язати багато задач фотометрії точкових та протяжних джерел.

INVENTORY — виділення на зображеннях та класифікація об'єктів різного типу.

PEPSYS — планування фотометричних спостережень та їхнє повне опрацювання.

SURPHOT — набір програм, корисних для поверхневої фотометрії, зокрема для визначення фону, пошук позиційного кута та нахилу галактики, аналіз форми ізотоп галактики тощо.

IMPES — програми відновлення зображення та інші пакети програм.

IRAF (Image Reduction and Analysis Facility, Національна оптична астрономічна обсерваторія, США, <http://iraf.noao.edu>) розвивається з 1981 року, наразі має декілька десятків пакетів програм. Надбудовою над IRAF є комплекс програм STSDAS, створений в Науковому інституті Космічного телескопа Габбла. Цей комплекс містить низку спеціалізованих програм поверхневої фотометрії галактик (<http://ra.stsci.edu>).

IDL (The Interactive Data Language). На відміну від MIDAS та IRAF, до яких доступ вільний, цей пакет є комерційним. Він призначений для опрацювання та візуалізації наукових даних (www.rsinc.com/idl), використовується у фізиці, астрономії, технічних дисциплінах. Зокрема, може застосовуватися для поверхневої фотометрії галактик. У 1996 році у рамках програми «Астрономічні дані» (НАСА) було започатковано бібліотеку астрономічних додатків, записаних на мові IDL (<http://idlastro.gsfs.nasa.gov>). Ця бібліотека відкрита для вільного користування. Вона містить декілька сотень процедур, багато з яких призначені для поверхневої фотометрії галактик.

3.5. Подання результатів поверхневої фотометрії

Результатом поверхневої фотометрії протяжного об'єкта (галактики) є матриця, кожний елемент якої — значення поверхневої яскравості у точці, координати якої пов'язані з номерами рядка та стовпчика. Типові розміри таких матриць — понад мільйон елементів. Такі великі обсяги інформації потребують певних способів подання та візуалізації результатів фотометрії, найпростіший з яких — побудова зображень в умовних кольорах та у вигляді карт ізорівнів яскравості (ізофот). Карти ізофот дають змогу наочно отримати більше інформації, ніж просте репродукування зображення. Зокрема, на картах можна одночасно оцінити структуру як центральних яскравих областей галактик, так і їхню слабку периферію, що не завжди можна зробити за репродукцією. Крім того, за ізофотами можна оцінити закон розподілу поверхневої яскравості. Карти ізофот будуються до певної поверхневої яскравості (наприклад, $\mu(B) = 26^m$) з певним кроком (наприклад, $\Delta\mu = 1^m$ або $\Delta\mu = 0^m,5$).

3.5.1. Одновимірні профілі поверхневої яскравості

У разі кількісного аналізу структур галактик за двовимірними фотометричними даними часто одержують одновимірні профілі поверхневої яскравості $\mu(r)$. Існує багато способів такої редукції, проте єдиного профілю для подання найкращим чином властивостей галактик різних типів немає. Профілі вибирають відповідно до задачі та морфологічних особливостей. Наведемо найпоширеніші з них.

- *Фотометричний розріз* — це переріз галактики вздовж певного напрямку. Як правило, перерізи розглядають уздовж великої або малої осі галактики, але це можуть бути і перерізи через найбільш цікаві структурні особливості (наприклад, вздовж бара, через області іонізованого водню НІІ). У разі центральної симетрії ізофот перерізи іноді усереднюють відносно центру галактики. Уздовж вибраних розрізів разом з розподілом яскравості в одній або декількох смугах наводять і розподіли показників кольору. На рис. 3.2 наведено фотометричний розріз для спіралі

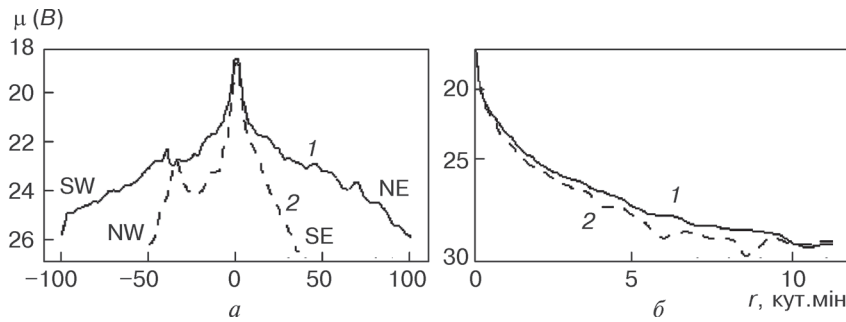


Рис. 3.2. Фотометричний розріз спіральної М 31 (а) та еліптичної NGC 3379 (б) галактик:

1 — розріз уздовж великої осі; 2 — розріз уздовж малої осі

М 31 та еліптичної галактики NGC 3379. Локальний максимум поблизу $r \approx -40'$ для М 31 пов'язаний з її супутником — галактикою NGC 205.

Напрямки великої та малої осей галактики знаходять за її зовнішніми ізофотами. Ці напрямки, однак, не завжди можна визначити точно. Для деяких галактик, наприклад, спостерігається систематична їх зміна від однієї ізофоти до іншої; у деяких спіральних галактиках пилова смуга може заважати визначенню ізофоти.

- *Еліптично усереднений розріз.* Цей розріз $\mu(a)$ отримано усередненням $I(r, \varphi)$ за азимутальним кутом φ уздовж еліптичної ізофоти з великою віссю a та малою b (за видимим стисненням b/a). Усереднення згладжує відхилення від еліптичної форми галактик. Цей розріз, наприклад, використовується для контрастного виділення спіральної структури.

- *Усереднений у кільцях профіль.* У цьому випадку усереднюють $I(r, \varphi)$ у межах концентричних кілець сталої або змінної ширини кільця.

- *Еквівалентний профіль* був введений де Вокулером (1948). Якщо S — площа, обмежена ізофотом довольної форми, то еквівалентний радіус r^* визначається як радіус кола, що має таку саму площу — $r^* = \sqrt{S/\pi}$. Залежність поверхневої яскравості на даній ізофоті від еквівалентного радіуса називають еквівалентним профілем $\mu(r^*)$. Для системи еліптичних ізофот зі сталою еліптичністю $\mu(r^*)$ фактично збігається з еліптично усередненим

розрізом $\mu(a)$ у разі врахування пропорційності аргументів $r^* = \sqrt{ab} \equiv a\sqrt{b/a}$. Еквівалентний профіль зручний тим, що він дає змогу побудувати одновимірний розподіл навіть у випадку неправильних за формою ізофот.

• *Спроекований профіль* визначають як проекцію двовимірного розподілу на велику вісь галактики: $f(x) = \int_{-\infty}^{\infty} I(x, y) dy$ (осі координат x та y орієнтовані вздовж великої та малої осей галактик з початком у її центрі).

3.5.2. Форми ізофот галактик

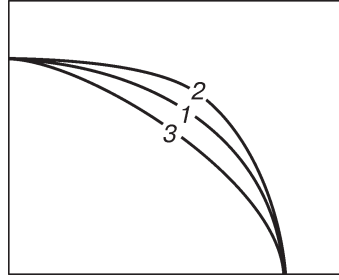
Найпростіша ідеалізація форми ізофот галактик — еліпс. Реальні ізофоти, як правило, відрізняються від еліпсів, вони можуть набувати різних форм, наприклад, можуть нагадувати прямокутники з закругленими кутами або бути трохи загостреними на кінцях великої осі. У першому випадку говорять про ящикоподібні ізофоти (boxy), а у другому — про дископодібні (disky). Дископодібність ізофот свідчить про те, що галактика має дискову складову.

Як кількісну характеристику відмінності форми ізофоти від еліпса найчастіше використовують фотометричний параметр a_4 . Визначимо його. Ізофота галактики певним чином апроксимується еліпсом $R_e(\varphi) \equiv ab / \sqrt{a^2 \sin^2 \varphi + b^2 \cos^2 \varphi}$ (a, b — півосі). Для кожного кута φ знаходять різницю радіальних координат точок ізофоти та еліпса: $\delta(\varphi) = r(\varphi) - R_e(\varphi)$. Функція $\delta(\varphi)$ розкладається в ряд Фур'є:

$$\delta(\varphi) = \delta_0 + \sum_{n=1}^{\infty} (a_n \cos n\varphi + b_n \sin n\varphi). \quad (3.8)$$

Якщо ізофота достатньо симетрична, кожна її чверть подібна іншим, а її форма добре апроксимується еліпсом, то значення δ_0, a_1, a_2, a_3 та $b_n, n \geq 1$, повинні бути невеликими, тоді a_4 — перший значущий коефіцієнт розкладу Фур'є. Коефіцієнт a_4 відображає ступінь відхилення форми ізофоти від еліпса. Від його знака буде залежати форма ізофоти: якщо він додатний, то ізофота має дископодібну (витягнуту) форму, якщо від'ємний, то — ящикоподібну (рис. 3.3). Для характеристики форми ізофот ви-

Рис. 3.3. Фрагменти форми ізофот залежно від значення a_4 :
 1 — еліпс, $a_4 = 0$; 2 — ящикоподібна ізофота, $a_4 < 0$; 3 — дископодібна ізофота, $a_4 > 0$



користуються не сам коефіцієнт a_4 , а безрозмірний параметр a_4/a , де a — велика піввісь еліптичної апроксимації ізофоти. Відношення a_4/a називають параметром форми ізофот. На підставі аналізу радіальної залежності параметра форми ізофот можна дійти висновку про відносну світність та орієнтацію дискової складової галактики у сфероїдальних зоряних системах. Спостережуваний максимум значення a_4 знаходиться приблизно на тій відстані від ядра, де внесок дискової складової є максимальним. Параметр форми ізофот для еліптичних галактик корелює з їхніми фізичними характеристиками. Дж. Корменді та Р. Бендер (1996) навіть запропонували розширити габблівську класифікацію еліптичних галактик введенням класів галактик з різними типами ізофот: диско- та ящикоподібними ізофотами.

3.6. Стандартні фотометричні параметри

Існує система стандартних параметрів, що визначаються за результатами поверхневої фотометрії, — це система параметрів де Вокулера. Базою цієї системи є поняття повної або асимптотичної (інтегральної) видимої зоряної величини об'єкта.

Для спрощення розглянемо галактику, що має колові ізофоти. Нехай $I(r)$ — поверхнева яскравість на відстані r від її центру. Тоді світність галактики в межах r від ядра розраховують так:

$$L(\leq r) = \int_0^{2\pi} \int_0^r I(r) r d\phi dr = 2\pi \int_0^r I(r) r dr . \quad (3.9)$$

Повну (асимптотичну) світність формально визначають інтегруванням за радіальною координатою до нескінченості:

$$L_T = 2\pi \int_0^{\infty} I(r) r dr .$$

З огляду на повну світність галактики вводиться функція $k(r) \equiv L(\leq r) / L_T$, що визначає частину повної світності,

яка випромінюється в межах відстані r від ядра. Досить часто розглядають також залежність частини повної світності в межах ізофоти певної поверхневої яскравості μ — $k(\mu)$. Графіки залежностей $k(r)$ та $k(\mu)$ називають *кривими відносної світності*. Ці залежності визначають сім'ю параметрів. Найважливіший з них — *ефективний радіус* R_e . Для галактики з круглими ізофотами R_e — радіус кола, усередині якого випромінюється половина повної світності, тобто $k(R_e) = 1/2$.

Ефективна поверхнева яскравість μ_e — це поверхнева яскравість на відстані R_e від центру галактики або поверхнева яскравість для ізофоти, в межах якої $k(\mu_e) = 1/2$. Для галактики з еліптичними ізофотами вводиться ефективна велика (мала) піввісь a_e (b_e) ізофоти, усередині якої випромінюється половина повної світності галактики.

Середню поверхневу яскравість усередині μ_e (або R_e) знаходять так: $\langle I \rangle_e = \frac{L_T}{2\pi R_e^2}$ або $\langle \mu \rangle_e = m_T + 5 \lg R_e + 1,99545$, де m_T —

повна видима зоряна величина галактики. До ефективного радіуса часто прив'язують також і вимірювання показників кольору, наприклад $(B-V)_e$ — середній показник кольору $B-V$ галактики в межах ефективного радіуса.

Знаючи ефективний радіус R_e , криву відносної світності можна подати у вигляді залежності різниці $m(\alpha) - m_T$ від $\lg \alpha$, де $m(\alpha)$ — видима зоряна величина галактики у межах безрозмірної відстані $\alpha = r/R_e$ від центру. Її називають *нормованою (нормалізованою) кривою світності*. На практиці криву світності часто будують за результатами багатоапертурної фотометрії в межах круглих діафрагм, центрованих на ядро галактики. У такому випадку зручно розглядати залежність m від $\lg(A/A_e)$ (A — діаметр круглої діафрагми, A_e — діаметр ефективною діафрагми, в межах якої випромінюється половина повної світності галактики). Зручність використання нормованих кривих полягає в тому, що в такій формі можна порівнювати результати спостережень різних галактик.

Крім ефективного радіуса R_e вводяться також стандартні радіуси r_1 та r_3 такі, що $k(r_1) = 1/4$ та $k(r_3) = 3/4$. За стандартни-



ми радіусами визначаються *індекси концентрації*: $C_{21} = R_e / r_1$ та $C_{32} = r_3 / R_e$. Їх можна також визначати за іншими значеннями $k(r)$. Індекси концентрації характеризують глобальний розподіл поверхневої яскравості у галактиці та корелюють з її морфологічним типом і відношенням світності балджу і диска. Вони можуть бути корисними при дослідженні далеких слабких галактик, зокрема їх морфологічної класифікації (див. розд. 4), а також при вивченні скупчень галактик.

Наведені вище визначення можна узагальнити на випадок об'єкта з довільними (не круглими) ізофотами, замінюючи R на еквівалентний радіус r^* , що дорівнює радіусу кола, яке має таку саме площу, що і дана ізофота. Повна видима величина V_T — основа системи параметрів де Вокулера. Її знаходять екстраполяцією залежностей $m(A)$ та $m(r^*)$, що визначаються зі спостережень. Ці залежності часто називають *кривими зростання* (growth curves).

Крім параметрів де Вокулера, використовують також інші фотометричні параметри. Один із них — *індекс обертової асиметрії*, що визначається як

$$As = \frac{\sum_{ij} |I_{ij} - I_{ij}^R|}{\sum_{ij} I_{ij}} - k_{As}, \quad (3.10)$$

де I_{ij} — поверхнева яскравість елемента зображення з координатами (i, j) ; I_{ij}^R — відповідна поверхнева яскравість після повороту зображення на 180° відносно центру галактики. Складову k_{As} вводять для того, щоб врахувати внесок шуму фону неба в зображення. На практиці значення k_{As} знаходять, віднімаючи від області зображення без об'єкта (фону) тієї самої області, розвернутої на 180° . При цьому розміри областей і з галактикою, і з фоном повинні збігатися. Індекс обертової асиметрії дуже корисний при масовій автоматичній морфологічній класифікації галактик, зокрема при вивченні далеких об'єктів. Поряд із індексом концентрації та показниками кольору він дає змогу, наприклад, ввести об'єктивні кількісні критерії для класу пекулярних галактик.

Несиметричність (від англ. lopsidedness — кривобічність) галактик характеризує відхилення їхньої форми від кругової си-

метрії, вона відображає відносне зміщення ізофот від її центру. Параметр несиметричності знаходять як відношення A_1 / A_0 амплітуд ряду Фур'є з азимутальними числами $n = 1$ та $n = 0$, в який розкладається спостережуваний розподіл яскравості галактики на даній відстані від ядра. За деякими оцінками $\sim 20\%$ всіх дискових галактик демонструють азимутальну асиметрію розподілу яскравості з $\langle A_1 / A_0 \rangle \geq 0,2$. Причиною виникнення такої несиметричної структури зоряних дисків галактик, можливо, є зовнішнє гравітаційне збурення.

До фотометричних параметрів також відносять еліптичність, параметр форми ізофот a_4/a , позиційний кут ізофот PA , параметр повороту ізофот (тобто зміни позиційного кута великої осі ізофот в межах галактики), радіус R_{25} чи діаметр A_{25} , виміряні в межах стандартної ізофоти $\mu(B) = 25^m/\square''$ тощо.

3.7. Зменшення яскравості в еліптичних та S0-галактиках

Для кількісного опису фотометричної структури галактик широко використовують параметри, що входять у функції певного вигляду, якими наближають фотометричні розрізи, або двовимірний розподіл яскравості. Ці параметри можна назвати вторинними фотометричними параметрами, оскільки їх не визначають безпосередньо зі спостережень, а знаходять за модельними уявленнями про структуру галактики.

Найвідоміший емпіричний закон розподілу яскравості для еліптичних та S0-галактик, а також для балджів спіральних галактик — так званий закон $R^{1/4}$ де Вокулера. Вчений показав (1848), що спадання поверхневої яскравості від центру до краю досить точно можна описати такою формулою:

$$\lg \{I(r) / I_e\} = \left\{ -\beta \left[(r/R_e)^{1/4} - 1 \right] \right\}. \quad (3.11)$$

Тут I_e та R_e — відповідно ефективна поверхнева яскравість та ефективний радіус. Множник β емпірично підібрано так, щоб у межах R_e випромінювалася половина повної світності галактики; за де Вокулером $\beta = 3,25$. Більш точне його значення, отримане у припущенні, що ізофоти — співвісні еліпси із спільним цент-



ром та однаковою еліптичністю $\varepsilon = 1 - b/a$, $\beta = 3,33071$. При поданні закону (3.11) натуральним логарифмом (замість десятичного) коефіцієнт β змінюється на $\nu = \beta \ln 10 = 7,66925$.

Закон де Вокулера часто записують у еквівалентній формі:

$$I(r) = I_0 \exp(-kR^{1/4}). \quad (3.12)$$

Тут I_0 — поверхнева яскравість у центрі галактики; k — деяка стала. Між двома парами параметрів існує зв'язок:

$$k = \nu(R_e)^{-1/4}, \quad I_0 = I_e e^\nu. \quad (3.13)$$

Закон де Вокулера записують також у логарифмічній формі, переходячи до зоряних величин з одиниці поверхні зображення галактики:

$$\mu(r) = \mu_0 + 1,086kr^{1/4} = \mu_e + 8,32678 \left[(r/R_e)^{1/4} - 1 \right]. \quad (3.14)$$

Тут $\mu(r) = -2,5 \lg I(r)$; $\mu_0 = -2,5 \lg I_0$; стала $1,086 \equiv 2,5 \lg e$; $\mu_e = -2,5 \lg I_e$.

Повна асимптотична світність для галактики, що описується законом де Вокулера, у припущенні форми ізофот, як вказано вище, має вигляд

$$L_T = (1 - \varepsilon) 8! \pi e^\nu \nu^{-8} I_e R_e^2 \equiv (1 - \varepsilon) 8! \pi I_0 k^{-8} = 22,66523 I_e R_e^2 b/a. \quad (3.15)$$

Відносну світність $k(\alpha)$ та $m(\alpha) - m_T$ для еліптичних галактик з ізофотами у формі співвісних еліпсів зі спільним центром та однаковою еліптичністю як функції нормованого аргументу $\alpha = r/R_e$ наведено в табл. 3.1.

Таблиця 3.1. Значення безрозмірної відстані α , відносної світності $k(\alpha)$ та $m(\alpha) - m_T$ відповідно до закону де Вокулера

α	$k(\alpha)$	$m(\alpha) - m_T$	α	$k(\alpha)$	$m(\alpha) - m_T$
0,01	0,00355	6,124	2,00	0,69001	0,403
0,05	0,03193	3,739	3,00	0,78807	0,259
0,10	0,07197	2,857	4,00	0,84658	0,181
0,20	0,14716	2,081	5,00	0,88455	0,133
0,30	0,21273	1,680	10,0	0,96149	0,043
0,50	0,31981	1,238	30,0	0,99701	0,003
1,00	0,50000	0,753	80,0	0,99990	0,0001

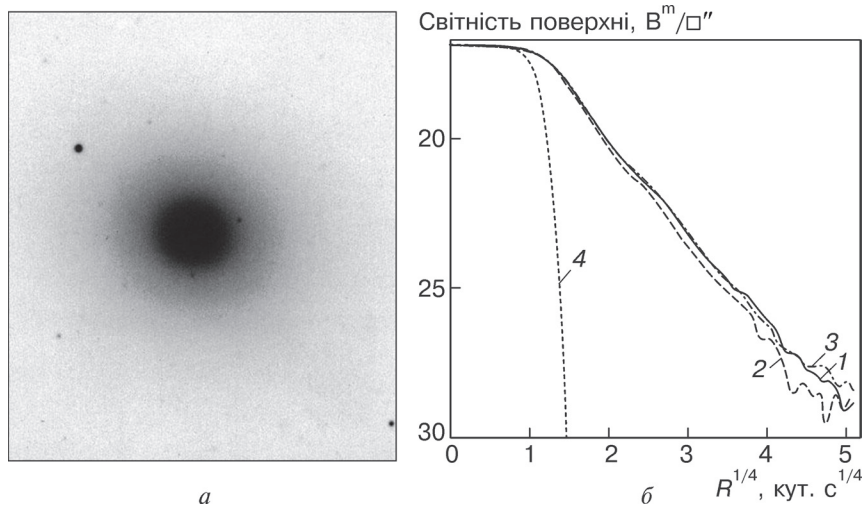


Рис. 3.4. Зображення еліптичної галактики NGC 3379, отримане за допомогою 5-метрового телескопа Паломарської обсерваторії (а), та розподіл поверхневої яскравості (б) вздовж великої (1) і малої (2) осей, а також уздовж осі «схід—захід» (3) галактики NGC 3379 та PSF (4)

Абсолютну зоряну величину галактики визначаємо так:

$$M = \mu_e - 5 \lg R_e - 2,5 \lg(1 - \varepsilon) - 39,961, \quad (3.16)$$

де ефективний радіус виражається у кілопарсеках.

Середня поверхнева яскравість у межах ефективного радіуса — $\langle I \rangle_e = 3,61 I_e$ або $\langle \mu \rangle_e = \mu_e - 1,39$. Індeksi концентрації для галактики, що описується законом де Вокулера, становлять $C_{21} = 2,75$ та $C_{32} = 2,54$.

На рис. 3.4 наведено приклад фотометричних розрізів.

Розподіл поверхневої яскравості у нормальних еліптичних галактик, як правило, добре описується законом де Вокулера. Систематичні відхилення спостерігаються здебільшого у центральних та периферійних областях галактик (див. рис. 3.4). У середній частині (наприклад, для $0,1R_e \leq r \leq 1,5R_e$) закон де Вокулера є вдалим наближенням реального розподілу для галактик ранніх морфологічних типів.



3.8. Зменшення яскравості у спіральних галактиках

В оптичній структурі нормальних спіральних галактик, як правило, можна виділити дві складові: центральний балдж, що описується законом де Вокулера або Серсика (див. п. 3.9), та дискову складову. У спіральних галактиках пізніх морфологічних типів (починаючи зі Sb) головний внесок у повну світність дає диск.

Диски спіральних та лінзовидних галактик часто добре апроксимуються експоненціальним законом:

$$I(r) = I_0 \exp(-r / h). \quad (3.17)$$

Тут I_0 — екстрапольована поверхнева яскравість у центрі галактики; h — стала для даної галактики, яку називають параметром радіальної шкали (експоненціальний масштаб диска). Екстрапольовану поверхневу яскравість використовують, оскільки закон (3.17) у більшості випадків не справджується, у самому центрі галактики. Тут потрібно враховувати світність балджу. Тому величину I_0 обчислюють таким чином. Логарифмічна форма (3.17) має вигляд прямої:

$$\mu(r) = \mu_0 + 1,086 r / h, \quad (3.18)$$

де, як і раніше, $\mu(r) = -2,5 \lg I(r)$, $\mu_0 = -2,5 \lg I_0$. Реальна залежність $\mu(r)$ добре апроксимується прямою лінією (3.15) на достатньому віддаленні від центру, за цією прямою визначають параметр h , а продовжуючи цю пряму до центру, визначають μ_0 та, відповідно, I_0 .

На рис. 3.5 наведено фотометричний розріз M31 вдовж великої осі: точки — спостережні дані, штрихові лінії — розподіл поверхневої яскравості диска, пунктирні — розподіл лише балджу галактики.

Експоненціальний закон для дискових складових галактик запропонувала Ф. Патерсон (1940).

Інтегруванням (3.17) неважко отримати світність в межах відстані r :

$$L(\leq r) = 2\pi I_0 h^2 [1 - (1 + r / h) \exp(-r / h)]. \quad (3.19)$$

Граничним переходом $r \rightarrow \infty$ знаходимо повну світність:

$$L_T = 2\pi I_0 h^2. \quad (3.20)$$

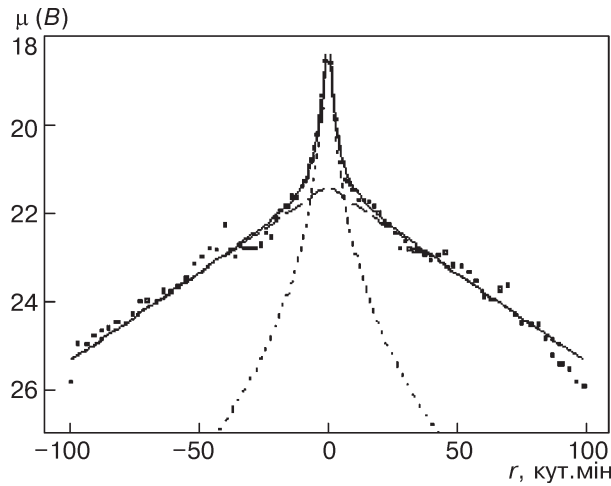


Рис. 3.5. Фотометричний розріз М31 уздовж великої осі

Абсолютну зоряну величину експоненціального диска розраховують так:

$$M_T = \mu_0 - 5 \lg h - 38,57, \quad (3.21)$$

де параметр масштабу подається у кілопарсеках. З (3.19) та (3.20) отримаємо криву відносної світності експоненціального диска:

$$k(r) = [1 - (1 + r/h) \exp(-r/h)]. \quad (3.22)$$

Звідси неважко отримати, що половина світності диска випромінюється у межах ефективного радіуса $R_e = 1,67835h$. Відповідне значення ефективної поверхневої яскравості $I_e = I_0 \times \exp(-1,67835) = 0,187I_0$ або $\mu_e = \mu_0 + 1,822$. У термінах ефективних параметрів повну світність (3.20) можна записати як $L_T = 3,80332\pi I_e R_e^2$. Середня поверхнева яскравість у межах ефективного радіуса становить $\langle I \rangle_e = 0,355I_0$ або $\langle \mu \rangle_e = \mu_0 + 1,124$. Значення індексів концентрації — $C_{21} = 1,75$ та $C_{32} = 1,60$.

Експоненціальний закон справджується для галактик, що видимі пласом, причому яскравість усереднюють за азимутальним кутом. Для спіральних галактик, що спостерігаються з ребра (кут нахилу осі симетрії до променя зору $i = 90^\circ$) та є «прозорими» (тобто поглинання вздовж променя зору не відбувається), розподіл

яскравості вздовж великої осі визначають за такою залежністю:

$$I(r) = I_0 \frac{r}{h} K_1(r/h), \quad (3.23)$$

де K_1 — модифікована функція Бесселя першого порядку.

Часто розглядають вертикальну структуру дисків для галактик, що видимі з ребра, тобто розподіл світності вздовж координати, перпендикулярної до площини диска (малої осі для галактик з ребра). У цьому разі часто використовують вираз

$$I(z) = I_m \sec h^2(z/z_0). \quad (3.24)$$

Тут I_m — поверхнева яскравість на середній площині, параметр z_0 називається параметром вертикальної шкали довжин. Закон (3.24) має теоретичне обґрунтування в рамках моделі самогравітуючого ізотермічного диска (модель ван ден Крюїта та Сірля (1981)).

Комбінуючи (3.24) та (3.17), одержуємо двовимірну картину розподілу поверхневої яскравості (прозорих) дисків галактик:

$$I(r, z) = I(0, 0) \exp(-r/h) \cdot \sec h^2(z/z_0). \quad (3.25)$$

У 1988 році ван ден Крюїт відмовився від умови ізотермічності, і замість (3.25) отримав такий двовимірний розподіл:

$$I(r, z) = I(0, 0) \exp(-r/h) \cdot \sec h^{2/n}(nz/z_0) \quad (3.26)$$

з додатковим параметром n . При $n = 1$ відбувається перехід до моделі ізотермічного диска. Результати досліджень показали, що для більшості галактик $n \approx 2$.

Зауважимо, що існують моделі розподілу поверхневої яскравості з урахуванням азимутальної залежності, тобто з урахуванням розподілу світності у спіральних рукавах; їхній вигляд досить складний.

3.9. Профіль Серсика

У 1968 році Серсик запропонував єдину формулу для залежності поверхневої яскравості від відстані до центру як для сферодів, так і для дисків (Чіоті Л. та Бертин Дж., 1999):

$$I(r) = I_0 \exp\left\{-\left(r/r_0\right)^{1/n}\right\}. \quad (3.27)$$

Індекс n називають індексом Серсика або параметром форми. При $n = 4$ маємо закон де Вокулера, при $n = 1$ — експоненціальний закон.

Формулу Серсика часто записують у термінах ефективного радіуса R_e та ефективної поверхневої яскравості I_e :

$$I(r) = I_e \exp\left\{-v_n \left[\left(r / R_e\right)^{1/n} - 1\right]\right\}. \quad (3.28)$$

Тут $I_e = I_0 e^{-v_n}$, $R_e = r_0 (v_n)^n$. У такому вигляді формула подібна до закону де Вокулера у формі (3.11). При $n = 4$ і $v_n = 7,66925$ формула Серсика переходить у формулу де Вокулера.

Розподіл яскравості у зоряних величинах має вигляд

$$\mu(r) = \mu_0 + \frac{2,5v_n}{\ln 10} (r / R_e)^{1/n}. \quad (3.29)$$

Як бачимо, ефективна поверхнева яскравість визначається за формулою

$$\mu_e \equiv \mu(R_e) = \mu_0 + \frac{2,5v_n}{\ln 10}. \quad (3.30)$$

Проінтегрувавши (3.24), одержимо світність у межах відстані R :

$$L(\leq r) = \frac{2\pi I_0 R_e^2}{(v_n)^{2n}} \gamma(2n, v_n [r / R_e]^{1/n}). \quad (3.31)$$

Тут $\gamma(\eta, x) \equiv \int_0^x e^{-t} t^{\eta-1} dt$ — неповна гамма-функція. Повну світність знаходять так:

$$L_T = \frac{2\pi I_0 R_e^2 n}{(v_n)^{2n}} \Gamma(2n), \quad (3.32)$$

де $\Gamma(\eta) = \gamma(\eta, \infty)$ — гамма-функція. Для кривої відносної світності

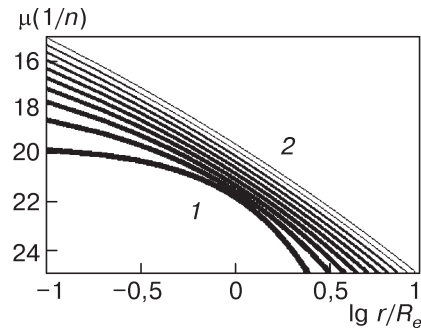
$$k(r/R_e) \equiv L(\leq r) / L_T = \frac{\gamma(2n, v_n [r / R_e]^{1/n})}{\Gamma(2n)}. \quad (3.33)$$

З визначення ефективного радіуса випливає, що сталу v_n можна знайти з рівняння $\Gamma(2n) = 2\gamma(2n, v_n)$. Для неї існує наближена

Рис. 3.6. Розподіл поверхневої яскравості за формулою Серсика при $n = 1-10$:
1 — при $n = 1$; 2 — при $n = 10$

формула:

$$v_n = 2n - \frac{1}{3} - \frac{4}{405n} + \frac{46}{25515n^2} + O(n^{-3}), \quad (3.34)$$



похибка якої при $n \geq 1$ не більша як 10^{-6} . Яскраві еліптичні галактики добре описуються законом Серсика при $n \approx 4$, карликові еліптичні галактики та диски спіральних галактик — при $n \approx 1$, балджи та еліптичні галактики проміжних світностей — при $1 \leq n \leq 4$. Приклади профілей яскравості для різних значень n показані на рис. 3.6.

Близькі галактики фотометрично можна охарактеризувати як суперпозицію сферіодальної та дискової компонент або як суперпозиція двох чи трьох компонент із профілями Серсика з різними індексами. Для галактик на середніх та великих відстанях таке розкладання ускладнене їхніми малими розмірами (якщо кількість незалежних пікселів ~ 100 , цього недостатньо для вдалого розкладання).

3.10. Інші закони

Габбл (1930) слідом за Рейнольдсом (1913) використовував формулу (3.6) для розподілу яскравості в еліптичних галактиках.

Формула Кінга (1962) була введена для описання спостережуваного розподілу густини в кулястих скупченнях. Цю формулу застосовують і при моделюванні розподілу яскравості в еліптичних галактиках (Кінг І., 1966). Вона має такий вигляд:

$$I(r) = K \left\{ \left[1 + (r/r_c)^2 \right]^{-1/2} - \left[1 + (r_t/r)^2 \right]^{-1/2} \right\}^2. \quad (3.35)$$

Параметри, що входять у цю формулу, зазвичай інтерпретуються так: r_t — умовна межа галактики (припливний радіус), r_c — ра-

діус ядра галактики. При $r_i \gg r_c$ на відстані r_c яскравість приблизно удвічі (на 0,75 величини) менша як центральна яскравість. Формулу застосовують для карликових сфероїдальних систем, які виявляють ознаки різкого (припливного) «обрізання» яскравості на периферії.

3.11. Центральні області галактик

Ядерні області галактик є дуже цікавими для дослідження. Ядра деяких з них виявляють нетеплову активність (сейфертівські галактики, квазари тощо), яку можна пояснити наявністю надмасивних компактних об'єктів (чорних дір), що впливають на динамічні процеси у навколоядерній області. Уявлення про структуру центральних областей галактик в останні роки істотно змінилися. Космічний телескоп Габбла дав змогу дослідити ці області в декількох десятках галактик із раніше недосяжним у наземних спостереженнях лінійним розділенням у декілька парсек.

Для галактик ранніх типів розподіл поверхневої яскравості поблизу ядра наближено апроксимують степеневим законом $I(r) \propto r^{-\gamma}$. Типовим є випадок із $\gamma > 0,5$, але іноді спостерігаються і плоскі ядра з $\gamma < 0,3$.

На рис. 3.7 показані ізофоти центральної області типової галактики ($\gamma > 0,5$) NGC 3115.

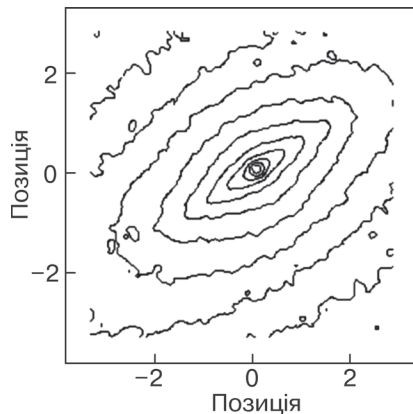


Рис. 3.7. Ізофоти центральної області галактик NGC 3115

Зображення отримане на космічному телескопі Габбла за допомогою камери WFPC-1 у фільтрі F555W. Крок ізофот — $0^m,44$, одиниці вимірювання положення — кутові секунди дуги. Суттєве згущення ізофот до центру свідчить про швидке зростання поверхневої яскравості, що характерно для степеневого закону.

Профілі яскравості для галактик з різними типами центральних областей показано на рис. 3.8. Галактика NGC 596 (*l*)



демонструє типовий степеневий профіль, а NGC 1399 (2) — плоске ядро. Залежності отримано за допомогою спостережень на Космічному телескопі Габбла. Неперервні лінії — результат апроксимації спостережних даних так званим законом Нукера:

$$I(r) = 2^{\frac{\beta-\gamma}{\alpha}} I_b \left(\frac{r_b}{r}\right)^\gamma \left[1 + \left(\frac{r}{r_b}\right)^\alpha\right]^{\frac{\gamma-\beta}{\alpha}},$$

де $\alpha, \beta, \gamma, I_b, r_b$ — параметри.

Радіус ядра r_c , звичайно, визначається половиною центральної інтенсивності: $I(r_c) = I(0) / 2$.

Плоскі ядра галактик ранніх типів досі вважалися нормою, оскільки їм відповідають прості динамічні моделі розподілу зір (наприклад, ізотермічна сфера). Якщо прийняти, що при $r = 0$ відсутня компактна маса, то природно вважати, що всі фізичні характеристики поблизу цієї точки змінюються плавно, без особливостей. Тоді функцію $I(r)$ можна розкласти в ряд Тейлора (за парними степенями r). У такому разі кажуть, що галактика має аналітичне ядро. Спостереження за допомогою Космічного телескопа Габбла показали, що аналітичні ядра у реальних галактиках трапляються дуже рідко. Зокрема, з'ясувалося, що плоскі ядра ($\gamma < 0,3$) є лише в яскравих галактиках з $M_V \leq -22$, а галактики зі степеневим законом у центрі ($\gamma > 0,5$) у середньому слабкіші ($M_V \geq -20,5$). У галактиках проміжної світності (від $-20,5$ до -22) спостерігаються обидва типи профілів. У більшості випадків градієнт поверхневої яскравості суттєво відрізняється від нуля при $r \rightarrow 0$. Неаналітичні ядра узгоджуються із сучасними уявленнями про надмасивний центральний об'єкт у ядрі галактики.

Як йшлося раніше, у центральних областях спіральних галактик спостерігається відхилення від експоненціального профілю, як у бік збільшення яскравості, так і у бік її зменшення.

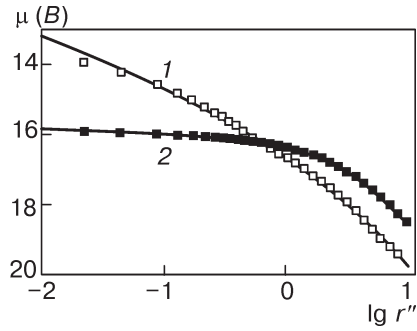


Рис. 3.8. Розподіл поверхневої яскравості у центральних областях NGC 596 (1) та NGC 1399 (2)

3.12. Закон Фрімана та галактики низької поверхневої яскравості

Поверхнева фотометрія свідчить, що більшість спіральних та S0-галактик мають дві головні компоненти: сфероїдальну балджеву компоненту та дискову компоненту з експоненціальним розподілом поверхневої яскравості. Досліджуючи дискову компоненту, К. Фріман (1970) ґрунтувався на даних про 36 галактик. Він показав, що центральна (спроєкована) поверхнева яскравість 28 з них є однаковою в межах помилок вимірювання та дорівнює $21,65 \pm 0,30^m/\square''$. Фріман вважав, що галактики розподілені за поверхневою яскравістю приблизно нормально (як показано на рис. 3.9 — суцільна крива). На цьому рисунку галактики низької поверхневої яскравості знаходяться зліва.

Оскільки поверхнева яскравість визначається поверхневою густиною джерел випромінювання (зір), закон Фрімана жорстко обмежує фізичні процеси формування галактик, унаслідок яких значення поверхневих густин всіх спіралей має бути сталим.

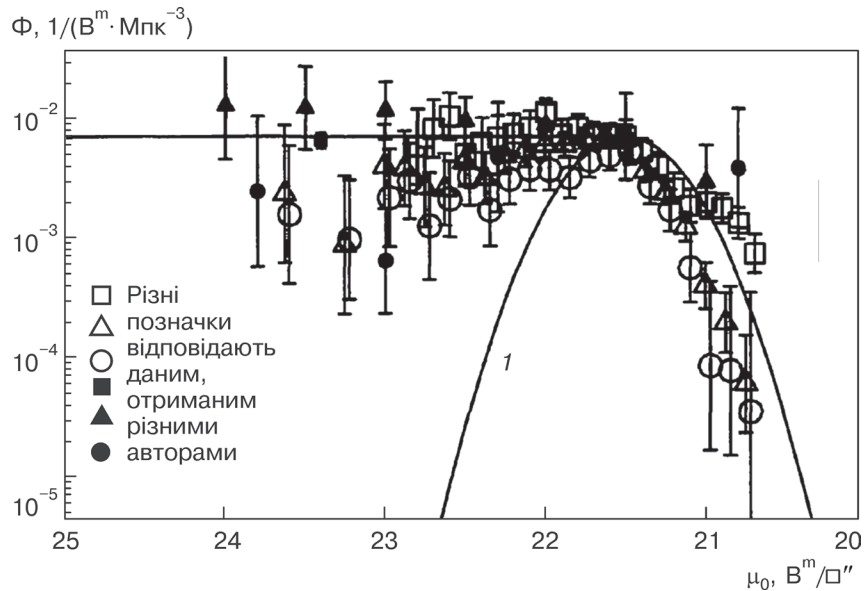


Рис. 3.9. Залежність просторової густини галактик від центральної поверхневої яскравості. Наведено дані авторів, які оцінювали частину галактик певної (низької) поверхневої яскравості (1 — крива Фрімана)



Проведено безліч досліджень щодо закону Фрімана, одні з них підтверджують його (правда з великим наближенням), а інші спростовують. Висловлювалися думки, що сталість центральної поверхневої яскравості у B -смузі $\mu_0(B)$ можна пояснити ефектом селекції — відбором яскравих придатних для поверхневої фотометрії галактик.

Сучасні дані про розподіл галактик за центральною поверхневою яскравістю $\mu_0(B)$ наведено на рис. 3.9. Як бачимо, яскраві галактики добре описуються гауссіаном Фрімана, але для $\mu_0(B) \geq 22$ розподіл швидше плоский, ніж гауссів. Тобто майже до значення $\mu_0(B) = 25$ густина галактик з такою низькою поверхневою яскравістю майже не залежить від значення $\mu_0(B)$.

Мак-Гоф (1996) запропонував умовний поділ спіральних галактик за центральною поверхневою яскравістю на такі класи: з $\mu_0(B) \geq 22,75$ — галактики з низькою поверхневою яскравістю (НПЯ); з $22,75 > \mu_0(B) > 22$ — з проміжною яскравістю; з $22 > \mu_0(B) > 21,25$ — з високою (фріманівською) яскравістю; яскравіші за $21,25$ — з дуже високою яскравістю.

Існують НПЯ-галактики, які на 10-сигма (фріманівських) та більше, тобто на три зоряні величини та більше, відрізняються від $\mu_0(B) = 21,65$. Найвідоміша НПЯ-галактика — галактика Малін-1, для якої $\mu_0(B) \sim 26,5$. Якщо прийняти гауссів розподіл відносно фріманівського значення $\mu_0(B) = 21,65$, то ймовірність того, що галактика відрізняється на 10-сигма, дорівнює приблизно 10^{-20} . Кількість галактик у Всесвіті орієнтовно становить 10^{11} — 10^{12} . Отже, галактики типу Малін-1 згідно з законом Фрімана не повинні спостерігатися.

Існування великої кількості НПЯ-галактик, однак, не означає, що вони дають основний внесок у спостережну світність галактик області Всесвіту, що нас оточує. Навіть у тому випадку, коли розподіл є плоским аж до $25^m/\square''$, внесок НПЯ-об'єктів не перевищує 10—30 %. У густину світності спіральних галактик найбільшим є внесок галактик, подібних до Молочного Шляху.

З рис. 3.9 також видно, що галактик з дуже високою поверхневою яскравістю є мало. До таких об'єктів можна віднести такі, у яких $\mu_0(B)$ на одиницю менша за фріманівське значення. При-

чиною підвищеної поверхневої яскравості можуть бути гравітаційна взаємодія у складі тісних систем галактик, яка зумовлює активне зореутворення в дисках та навколоядерних областях.

3.13. Релятивістський закон Толмена

Порівняння поверхневої яскравості далеких галактик з близькими не є тривіальним. Річ у тім, що поняття *сталість поверхневої яскравості* з'явилося, як йшлося в п. 3.1, з прийняттям геометрії Евкліда. На великих відстанях, однак, не можна прийняти евклідовість геометрії, необхідно використовувати певну космологічну просторово-часову модель. Врахування геометрії фрідманівських моделей призводить до того, що болометрична поверхнева яскравість зменшується з червоним зміщенням згідно з (3.3). На певній довжині хвилі вона спадає як $(1+z)^{-3}$. Для поверхневої яскравості у певному фільтрі значення показника степеня в законі спадання має знаходитись між 3 та 4.

Вимірювання ефекту Толмена є дуже важливим для космології: він дає можливість або прямо підтвердити космологічні нестационарні фрідманівські моделі, або спростувати їх на користь теорій стаціонарного Всесвіту. Свого часу проблема нестационарного Всесвіту була дуже актуальною. Навіть Габбл, який відкрив закон розбігання галактик відповідно до фрідманівських моделей, за словами його учня Сендейджа, мав сумніви щодо нестационарного Всесвіту. Як одна з альтернатив пояснення червоного зміщення висувалася гіпотеза «старіння» фотонів, згідно з якою поверхнева яскравість спадала як $(1+z)^{-1}$. Показник у законі спадання Сендейдж зі співавторами визначали у двох серіях праць (1991 і 2001 років, Любін та Сендейдж, 2001) за еліптичними галактиками у скупченнях. Було показано, що з набагато більшою ймовірністю показник є близьким до того значення, яке передбачає модель Всесвіту, що розширюється, ніж за гіпотезою «старіння» фотонів.

Ефект Толмена відіграє також велику роль у розв'язанні так званого космологічного фотометричного парадокса Ольберса. Через різке зменшення поверхневої яскравості для далеких джерел (а також скінченість спостережуваної частини Всесвіту та ефект почервоніння джерел) нічне небо не може мати таку поверхневу яскравість, як зоря.



3.14. Поверхнева яскравість та розподіл густини джерел

За відомим розподілом поверхневої яскравості за певних припущень відносно форми галактики можна відтворити просторовий розподіл джерел випромінювання. Розглянемо найпростіший випадок, коли галактика має сферичну симетрію. Нехай R — відстань від центру галактики, r — відповідна спроектована на картинну площину відстань. Якщо $j(R)$ — густина світності, $I(r)$ — відповідна поверхнева яскравість, тобто $I(r)$ отримано інтегруванням $j(R)$ уздовж променя зору, то зв'язок між розподілами подається співвідношенням

$$I(r) = 2 \int_r^{\infty} \frac{j(R) R dR}{\sqrt{R^2 - r^2}}. \quad (3.36)$$

Розв'язок цього інтегрального рівняння відносно $j(R)$ має вигляд

$$j(R) = -\frac{1}{\pi} \int_R^{\infty} \frac{dI}{dr} \frac{dr}{\sqrt{r^2 - R^2}}. \quad (3.37)$$

Якщо розподіл світла відслідковує розподіл мас $\rho(R)$, тобто відношення маси до світності є сталим, то $\rho(R) = (M/L)j(R)$.

Коли розподіл поверхневої яскравості описується законом де Вокулера (3.11), то розв'язок (3.37) набуває вигляду

$$j(R) = \frac{I_0 v}{\pi R_e x_R} \exp(-v x_R) \int_0^{\infty} \exp(-v x_R x) \frac{dx}{\sqrt{(1+x)^8 - 1}}, \quad (3.38)$$

де $x_R = (R/R_e)^{1/4}$. Янг (1976) у двох граничних випадках наближено обчислив інтеграл у (3.38). Розкладаючи підінтегральну експоненту в ряд і лишаючи член розкладу, що лідирує (нульовий порядок розкладу), при $R \rightarrow 0$, він отримав

$$j(R \rightarrow 0) = \frac{v I_0 c}{\pi R_e x_R^3} \exp(-v x_R) = 1,1766 \frac{I_0}{R_e x_R^3} \exp(-7,66925 x_R), \quad (3.39)$$

де $c = \int_0^{\infty} \frac{dx}{\sqrt{(1+x)^8 - 1}} = 0,48198$. Як бачимо, за цією формулою

одержано нескінченну густину джерел випромінювання ($j(R \rightarrow 0) \sim R^{-3/4}$) у центрі галактики. Але потрібно врахувати, що в самому ядрі закон де Вокулера не справджується.

При $R \rightarrow \infty$

$$j(R \rightarrow \infty) = \frac{I_0 v^{1/2}}{R_e x_R^{7/2} (8\pi)^{1/2}} \exp(-v x_R) \left(1 - \frac{7}{8v x_R} + \dots \right) =$$

$$= 0,5524 \frac{I_0}{R_e x_R^{7/2}} \exp(-7,66925 x_R) \left(1 - \frac{0,114092}{x_R} + \dots \right). \quad (3.40)$$

3.15. Поправки до зоряних величин

Інтегруванням функції розподілу поверхневої яскравості звичайно отримують видимі зоряні величини m_{λ_0} у певних фільтрах, що характеризуються ефективною довжиною хвилі λ_0 та шириною смуги $\Delta\lambda$. За абсолютну зоряну величину, що відповідає m_{λ_0} , потрібно прийняти таку, яка мала б місце, якби спектральний розподіл енергії випромінювання даного тіла збігався зі спектральною кривою фільтра (функцією передачі приймача). Відповідно до цього визначається система абсолютних величин M_{λ_0} .

Але при поширенні випромінювання деякі ефекти спотворюють початковий спектральний розподіл. Лишаючи поза увагою інструментальні ефекти, найчастіше враховують такі три ефекти: 1) поглинання світла на шляху від джерела до спостерігача; 2) перерозподіл енергії у вікні прозорості фільтра через космологічні ефекти; 3) перерозподіл енергії внаслідок еволюції джерела випромінювання. Формула корекції має такий вигляд:

$$m_{\lambda_0} \rightarrow m_{\lambda_0}^c = m_{\lambda_0} - A_{\lambda_0} - K_{\lambda_0}(z) - E_{\lambda_0}(z). \quad (3.41)$$

Першому з ефектів відповідає поправка A_{λ_0} . Враховують поглинання у Молочному Шляху та самопоглинання у галактиці. Другому ефекту відповідає поправка $K_{\lambda_0}(z)$, яка так і називається — K -поправка. Третя поправка $E_{\lambda_0}(z)$ — еволюційна — наслідок того факту, що на великих червоних зміщеннях ми спостерігаємо молодші галактики з іншим розподілом енергії у спектрі.



Якщо виконано всі корекції, то за відомої фотометричної відстані визначаються й абсолютні зоряні величини у смузі M_{λ_0} .

Серед інших абсолютних величин варті уваги так звані болометричні абсолютні зоряні величини M_b . Вони визначаються параметрами джерела: ефективним розміром та ефективною температурою. За відомої фотометричної відстані визначають і видимі болометричні величини m_b . З огляду на незалежність фотометричної відстані від використовуваного фільтра одержуємо співвідношення між болометричним модулем відстані та модулем відстані у певному фільтрі:

$$m_b - M_b = m_{\lambda_0} - M_{\lambda_0} - A_{\lambda_0} - K_{\lambda_0} - E_{\lambda_0}. \quad (3.42)$$

Різницю $M_b - M_{\lambda_0} \equiv \Delta_{\lambda_0}$ називають *болометричною поправкою*. Її розраховують за фізичними моделями випромінювання джерела та кривими чутливості фільтра (приймача); найчастіше припускають планківський спектр випромінювання.

Ввівши позначення для болометричної поправки, співвідношення (3.42) можна записати у такому вигляді:

$$m_b = m_{\lambda_0} + \Delta_{\lambda_0} - A_{\lambda_0} - K_{\lambda_0} - E_{\lambda_0}. \quad (3.43)$$

Як бачимо, видима болометрична величина не залежить від сторонніх чинників, а лише від спектра випромінювання джерела та фотометричної відстані.

Враховують також інші поправки та невизначеності в зоряних величинах: на апертуру телескопа (необхідність зведення до стандартної апертури); на обертання Галактики; на пекулярні швидкості галактик тощо.

3.15.1. Поправки на поглинання

Враховують, перш за все, поглинання пилом у нашій Галактиці — $A_{\lambda_0} = A_{\lambda_0}^G$. Початково цю поправку визначали на базі прийнятої моделі поглинального шару (пилу). З моделі нескінченного пилового диска з експоненціальним спаданням густини пилу від площини Галактики впливає поправка у такому вигляді (див. Куліковський, 1978):

$$A_b^G = A_b \operatorname{cosec} |b|, \quad (3.44)$$

де b — галактична широта. Для B -смуги за Г'юмасоном $A_B = 0,25^m$. Поправку у вигляді (3.44) називають законом косеканса. Було багато спроб уточнити коефіцієнт A_B . У інших смугах коефіцієнт залежності інший. Формула (3.44) не враховує локальні неоднорідності в розподілі пилу в Галактиці.

Берштейн та Хейліс (1978, 1982) склали таблиці поглинання, в яких враховано «рельєф» непрозорості Молочного Шляху. Нині використовують більш досконалі таблиці Шлегеля зі співавторами (1998). Дані таблиць Шлегеля на базі огляду SDSS перекалібровано в праці Шлефлі та Фінкбайнер (2011).

Точні дослідження потребують врахування внутрішнього поглинання в самих галактиках. Тоді у вираз для A_{λ_0} необхідно внести відповідний доданок $A_{\lambda_0}^{in}$ ($A_{\lambda_0} = A_{\lambda_0}^G + A_{\lambda_0}^{in}$), який є різницею видимих зоряних величин галактики, що спостерігаються під кутом i та пласом ($i = 0$). Поправку подають у вигляді

$$A^{in} = \gamma \lg(a / b), \quad (3.45)$$

де a та b — великий та малий видимі діаметри галактики. Коефіцієнт γ часто приймають відповідно до каталогу RC3 (де Воккер Ж. та ін., 1991) квадратично залежним від числового коду T морфологічного типу:

$$\gamma = 1,5 - 0,03(T - 5)^2, \quad T \geq 0, \quad \gamma = 0, \quad T < 0. \quad (3.46)$$

(Діаметри a і b приймалися на B -ізофоті $25^m/\square''$.) Згідно з цією формулою, якщо галактику типу Sc ($T = 5$) з відношенням осей $a/b = 10$ розвернути з положення пласом у положення з ребра, то вона стане слабкішою на 1,5 величини у B -смугі. Стандартна процедура не передбачає корекції для еліптичних галактик ($T < 0$).

Свого часу Джіованеллі зі співавторами (1994, 1995) та Таллі зі співавторами (1998) показали, що краще розглядати залежність γ не від типу, а від світності (тип і світність корелюють між собою). Світність добре корелює, згідно з залежністю Таллі—Фішера, з шириною лінії 21 см або з максимальною швидкістю на кривій обертання. Таллі та інші вивели формулу розрахунку коефіцієнта γ для B -смуги у вигляді

$$\gamma = 1,57 + 2,75(\lg W_{20} - 2,5). \quad (3.47)$$



Тут W_{20} — ширина 21-сантиметрової радіолінії на рівні 20 % пікового значення. Формула справджується при $W_{20} > 85$ км/с; якщо $W_{20} < 85$ км/с, то вважається, що внутрішнім поглинанням можна знехтувати.

Поправкою $A_{\lambda_0}^m$ оцінюють додаткову непрозорість спіральних галактик для власного випромінювання при їхньому розташуванні під кутом до променя зору. Питання про те, чи є галактика прозорою для випромінювання вздовж осі симетрії, буде розглянуто далі.

3.15.2. Еволюційна та К-поправки

Нехай $L(\lambda, t)$ — монохроматична світність (спектральна густина потужності випромінювання) на довжині хвилі λ у момент часу t , виміряна в системі спокою джерела (розмірність $L(\lambda, t)$ — (ерг/с)/Å або еквівалентні одиниці). Означимо l_{λ_0} як спостережувану світність у смузі з ефективною довжиною хвилі λ_0 (розмірність l_{λ_0} — (ерг/с)/см² або еквівалентні одиниці), тобто

$$l_{\lambda_0} = \int_0^{\infty} l_{\lambda} S(\lambda) d\lambda, \quad (3.48)$$

де $S(\lambda)$ — передавальна функція; l_{λ} — спектральна густина потоку (розмірність монохроматичного потоку на довжині хвилі λ — ((ерг/с)/см²)/Å). Має місце співвідношення

$$l_{\lambda} = \frac{L(\lambda / (1+z), t_1)}{4\pi d_L^2 (1+z)}. \quad (3.49)$$

Тут множник $1+z$ в аргументі $L(\lambda, t)$ з'явився внаслідок космологічного червоного зміщення (щоб отримати випромінювання на довжині хвилі λ необхідно, щоб джерело випромінювало на меншій довжині хвилі $\lambda' = \lambda / (1+z)$), а у знаменнику — внаслідок збереження порції енергії:

$$l_{\lambda} d\lambda = \frac{L(\lambda', t_1)}{4\pi d_L^2 (1+z)} d\lambda = \frac{L(\lambda', t_1)}{4\pi d_L^2} d\lambda'. \quad (3.50)$$

Запишемо вираз для I_{λ_0} :

$$I_{\lambda_0} = \frac{1}{4\pi d_L^2(1+z)} \int_0^{\infty} L(\lambda / (1+z), t_1) S(\lambda) d\lambda . \quad (3.51)$$

Цей вираз штучно розбиваємо на три множники:

$$I_{\lambda_0} = \frac{\int_0^{\infty} L(\lambda, t_0) S(\lambda) d\lambda}{4\pi d_L^2(1+z)} \cdot \frac{\int_0^{\infty} L(\lambda / (1+z), t_0) S(\lambda) d\lambda}{\int_0^{\infty} L(\lambda, t_0) S(\lambda) d\lambda} \cdot \frac{\int_0^{\infty} L(\lambda / (1+z), t_1) S(\lambda) d\lambda}{\int_0^{\infty} L(\lambda / (1+z), t_0) S(\lambda) d\lambda} . \quad (3.52)$$

Тут t_0 — момент часу спостереження. Переходячи до зоряних величин, маємо

$$m_{\lambda_0} = M(\lambda_0, t_0) + 5 \lg d_L + \text{const} + K_{\lambda_0}(z) + E_{\lambda_0}(z), \quad (3.53)$$

де введено позначення для K -поправки:

$$K_{\lambda_0}(z) = 2,5 \lg(1+z) + 2,5 \lg \frac{\int_0^{\infty} L(\lambda, t_0) S(\lambda) d\lambda}{\int_0^{\infty} L(\lambda / (1+z), t_0) S(\lambda) d\lambda} \quad (3.54)$$

та еволюційної поправки:

$$E_{\lambda_0}(z) = 2,5 \lg \frac{\int_0^{\infty} L(\lambda / (1+z), t_0) S(\lambda) d\lambda}{\int_0^{\infty} L(\lambda / (1+z), t_1) S(\lambda) d\lambda} . \quad (3.55)$$

Як бачимо з (3.53), спостережувана зоряна величина у смузі з ефективною довжиною хвилі λ_0 є сумою п'яти доданків:

- 1) абсолютної зоряної величини у тій самій смузі, виміряної у системі відліку джерела в епоху спостереження t_0 ;
- 2) доданка, що залежить від фотометричної відстані d_L (модуля відстані з точністю до сталої);
- 3) сталого доданка, що визначається нормалізацією абсолютних величин у даній смузі;
- 4) K -поправки;
- 5) еволюційної поправки.

Таблиця 3.2. Значення коефіцієнта A залежно від морфологічного типу

Параметр	Значення									
T	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
A	4,5	3,75	3,00	2,25	1,95	1,65	1,35	1,05	0,75	0,45

Перший доданок у виразі (3.54) для K -поправки виникає через звуження смуги пропускання в системі спокою галактики, а другий — через те, що у момент спостереження t_0 довжина хвилі становила λ , а у більш ранній момент випромінювання t_1 — була меншою, тобто $\lambda / (1 + z)$. Габбл першим вивів вираз для K -поправки, приймаючи планківський спектр випромінювання з певною ефективною температурою. Першими визначити K -поправку на базі спостережуваного матеріалу спробували Г'юмасон та інші (1956). Розрахунки K - та еволюційної поправок є у працях Оке та Сендейджа (1968), Пенса (1976), Поджіанті (1997). При малих червоних зміщеннях, наприклад, для Sc-галактик та B -смуги Поджіанті отримала $K_B(z) \approx 2,5z$, а для смуги J — $K_J(z) \approx -0,7z$. У базі даних HYPERLEDA для близьких галактик прийнято (слідом за каталогом RC2) (де Вокулер Ж. та ін., 1976) такий вираз для K -поправки у B -смугі залежно від морфологічного типу T та червоного зміщення z (у геліоцентричній системі відліку):

$$K_B(T, z) = A(T) \cdot z, \quad (3.56)$$

де значення $A(T)$ як функції морфологічного типу наведені у табл. 3.2.

Значення еволюційної поправки $E(z)$ може сягати декількох зоряних величин, вони не обов'язково суттєво менші за відповідні значення K -поправки. Наприклад, для еліптичних галактик при $z = 1$ $E(z) = -1,87$ у V -смугі та $E(z) = -0,96$ у J -смугі (Поджіанті, 1997).

ЦИФРОВІ ОГЛЯДИ НЕБА ТА АВТОМАТИЗОВАНІ СИСТЕМИ КЛАСИФІКАЦІЇ

4.1. З історії створення каталогів галактик

За останні 15 років розроблено великі міжнародні проекти, результати яких дуже істотно змінили погляд на сучасну астрономію. Обсяги спостережуваного матеріалу щодо структури галактик та їхнього розподілу у Всесвіті збільшилися у сотні разів. Стало можливим вивчати галактики майже з часу їхнього народження і дотепер. Настала «золота ера» для досліджень формування та еволюції галактик.

Історія каталогізації позагалактичних об'єктів розпочалася з першого каталогу Мессьє. Однак його самі туманності не цікавили. Головним науковим інтересом для вченого були комети, і саме для того, щоб не плутати комети з туманностями, він склав свій каталог.

В. Гершель вперше поставив задачу систематичного огляду небес з метою вивчення будови Всесвіту за межами Сонячної системи. Він був першим, хто виконав систематичний огляд слабких туманностей та спробував виявити закономірності в їхньому розподілі. Гершель відкрив понад 2,5 тис. туманностей та зоряних скупчень, майже 80 % об'єктів виявилися іншими галактиками. Він першим спробував оцінити розміри галактик («білих» туманностей) та відстані до них. З дуже наближених розрахунків випливало, що туманності — системи зір, подібні до нашої Галактики. У XIX ст. справу В. Гершеля продовжив його син — Джон, він майже вдвічі збільшив список туманностей, зокрема, досліджуючи північне небо.

Відкриття фотографії у середині XIX ст. дало змогу перейти від візуальних оглядів до фотографічних.



Поява фотографії уможливила накопичення великих обсягів об'єктивної інформації щодо структури туманностей.

Після відкриття позагалактичної природи слабких туманностей стало зрозумілим, що для вивчення великомасштабної структури Всесвіту необхідно складати та аналізувати великі вибірки позагалактичних об'єктів. Ця робота була розпочата Габблом і продовжена іншими дослідниками (Х. Шеплі, А. Еймз, М. Г'юмасоном, Е. Лундмарком, Б. Боком та іншими).

У кінці 1920-х на початку 1930-х років Габбл здійснив трудомісткий огляд 40 000 галактик у 1283 ділянках неба, розташованих у обох небесних півсферах. Головні результати цієї роботи були такими: кількість галактик продовжує зростати аж до граничної величини проведеного огляду; кількісне зростання узгоджується з однорідним розподілом галактик у просторі (пізніше Габбл з'ясував, що при переході до слабших об'єктів кількість галактик зростає повільніше, ніж при однорідному розподілі); існує сильна залежність кількості галактик на одиниці площі від галактичної широти (це зумовлено поглинанням у Галактиці); розподіл кількості галактик на одиницю площі має нормальний (гауссів) розподіл не по N , а по $\lg N$. Результати, отримані Габблом, істотно відрізнялися від підрахунків щодо зір: у випадку зір досягається межа нашої Галактики, а у випадку галактик немає і натяку на межу позагалактичного світу.

Подальші досягнення у проведенні оглядів неба були зумовлені технологічними успіхами — введенням у дію нових спеціалізованих та великих телескопів, застосуванням все більш чутливих фотоемульсій, ПЗЗ-матриць та комп'ютерів, розвиненням методів мультиоб'єктної спектроскопії тощо. Кожний такий «технологічний» крок супроводжувався дедалі глибшим проникненням у Всесвіт. До цих кроків можна віднести винайдення нової ширококутної системи телескопа-рефлектора естонським оптиком Б. Шмідтом. Застосування спеціальної коригувальної пластинки, що розташовувалася перед об'єктивом телескопа, давало змогу компенсувати більшість аберацій головного дзеркала на великій площі. Один з таких телескопів із діаметром коригувальної пластини 122 см було встановлено в обсерваторії Маунт-Паломар, поле його зору $6^\circ,6$. У 1950—1958 роках за його допомогою виконали знаменитий Паломарський огляд неба. Найбільший телескоп системи Шмідта з діаметром пластини 137 см

був встановлений у Німеччині поблизу Йєни. Найбільший на території Радянського Союзу телескоп Шмідта був встановлений у 1960 році в Бюраканській обсерваторії (Вірменія), діаметр його коригувальної пластини 102 см, діаметр об'єктива 132 см, поле зору 4° . За його допомогою виконали відомий огляд галактик з ультрафіолетовим надлишком — так званих галактик Маркаряна (див. Вступ).

4.2. Загальні характеристики оглядів та глибоких полів

Огляди неба і так звані глибокі поля — це дві різні стратегії досліджень позагалактичних об'єктів. Чітких критеріїв, за якими можна розділити огляди та детальні дослідження вибраних ділянок, не існує. Однак на підставі аналізу проектів можна зробити такий емпіричний висновок. До оглядів неба належать проекти, за якими проводяться фотометричні та/або спектральні спостереження суттєвої частини небесної сфери. Ефективна глибина z (тут і далі z — червоне зміщення) оглядів становить приблизно 0,1 або декілька сотень мегапарсек. Сучасні огляди виконуються протягом декількох років, причому, як правило, на спеціалізованих телескопах середніх розмірів.

Глибокі поля — це проекти детального вивчення порівняно невеликих ділянок неба (від декількох квадратних хвилин до одного квадратного градуса). Поля порівняно з оглядами мають значно більшу глибину ($z > 0,5$), їх досліджують за допомогою найбільших телескопів. Типові інтервали часу експозиції — від декількох годин до місяця. Таке розділення проектів є певним чином ситуативним, зумовленим сучасними можливостями та порівняно невеликою тривалістю проектів глибоких полів. Можна сподіватися, що в недалекому майбутньому вдасться виміряти характеристики галактик до 25–30 зоряних величин на великій частині небесної сфери.

Реальний об'єм Всесвіту, що охоплюється оглядом або полем, визначається крім глибини та площі на небі також функцією селекції, тобто набором критеріїв, за якими виділяються об'єкти. Найпоширенішими методами виділення об'єктів є такі.

1. *Виділення об'єктів з густиною потоку випромінювання, більшого за задану границю.* Границю детектування часто задають



у частинах стандартного відхилення флуктуацій яскравості фону нічного неба. На практиці відбір відбувається за поверхневими яскравостями галактик. Наприклад, часто приймається, що об'єкт виявлено, якщо у декількох сусідніх елементах ПЗЗ-кадру потік у декілька разів перевищує флуктуації фону. Зрозуміло, що така процедура зумовлює виключення з вибірки об'єкта з низькою поверхневою яскравістю.

2. *Відбір за показниками кольору.* В цьому випадку враховується не тільки потік, що спостерігається, а й показники кольору, тобто відносний розподіл енергії у спектрі галактик. Розрахунок функції селекції в цьому методі істотно залежить від точного знання розподілу енергії в спектрах об'єктів, що виділяються. Такий підхід, зокрема, ефективний при виділенні галактик із ультрафіолетовим надлишком (галактики Маркаряна) і галактик з активними ядрами.

3. *Виділення об'єктів за спостереженнями у вузькосмугових фільтрах.* Сутність методу полягає у відборі галактик, у яких при дослідженнях у вузьких фільтрах виявляється надлишок потоку порівняно з дослідженими у широкосмугових фільтрах. Таким методом шукають об'єкти з емісійними лініями (галактики зі спалахами зореутворення, з активними ядрами). Спостереження проводили з фільтрами, що виділяють ділянки спектра шириною, меншою ніж 100 Å (для збільшення контрасту емісійного об'єкта над фоном неба), та центрованими на такі червоні зміщення, за яких можна виявити емісійну лінію (наприклад, лайман-альфа) далекого об'єкта. При цьому функція селекції визначається еквівалентною шириною емісійної лінії.

Недоліком такого підходу є те, що галактики шукають у дуже вузькому діапазоні червоних зміщень; складені таким чином списки є порівняно невеликими. Крім того, виділяється лише частина галактик на даних червоних зміщеннях, а саме галактики з великими еквівалентними ширинами ліній. Все це ускладнює отримання статистично значущих результатів про загальні властивості далеких галактик.

Роботи зі складання оглядів та глибоких полів виконують нині у багатьох обсерваторіях світу. Щорічно публікують сотні статей, присвячених як новим, так і старим оглядам та глибоким полям. Далі наведено лише деякі з проектів, що відіграють велику роль у сучасній астрономії.

4.3. Необхідність автоматизованої класифікації галактик

Традиційні схеми класифікації галактик, зокрема і найпоширеніша габблівська, ґрунтуються на обмеженій кількості характеристик галактик. Відтворення класифікації для нових об'єктів залежить від того, наскільки умови отримання зображення для них збігаються з тими, на базі яких створено класифікації. Габбл будував свою схему, використовуючи блакитні пластинки, що експонувалися у прямому фокусі декількох телескопів від 1,5 до 5,0 м. У цьому випадку визначальними є фокусна відстань, роздільна здатність, експозиція та, звичайно, характеристики самої галактики.

Класифікація галактик потребує майстерності та досвіду, є свого роду мистецтвом. Для її проведення традиційним способом необхідно багато часу. Спочатку класифікацію виконували шляхом візуальної інспекції фотопластинок, а потім — електронних зображень галактик. Так було отримано 18 000 визначень морфологічного типу в каталозі RC3, 15 000 визначень — в ESO-LV-каталозі південних галактик. Укладання цих каталогів тривало декілька років. Огляд неба, побудований за допомогою Автоматизованої системи вимірювання пластинок (APM), містить близько 2 млн галактик, а SDSS-огляд — понад 10 млн ПЗЗ-зображень галактик. Зрозуміло, що таку кількість галактик людина класифікувати не може.

У табл. 4.1 наведено інформацію про зростання з часом обсягів даних про галактики, зокрема про їхні червоні зміщення.

Зростання в середині 1980-х років кількості даних стосовно галактик, які отримано за допомогою нових інструментів, свідчило про необхідність автоматизації процесу класифікації галактик. Це зумовлено потребою усунути суб'єктивний чинник. Зрозуміло, що різні спостерігачі визначають морфологічний тип де що по-різному. Унаслідок цього виникає невідповідність між типами галактик у різних каталогах. Крім того, у багатьох випадках експерти-класифікатори вагаються з визначенням типу, лишаючи його невизначеним. Р. Бута (університет Алабами) — відомий класифікатор галактик, у своїй статті (1992) навів таку оцінку: лише 15 % з приблизно 25 000 галактик з великою віссю, більшою ніж 1', на пластинках POSS можна впевнено класифікувати.

Поява великої кількості оглядів галактик на великих червоних зміщеннях, які здебільшого не мають «правильної» морфо-



Таблиця 4.1. Кількість галактик у деяких каталогах та оглядах

Роки	Огляд	Позначення	Кількість галактик	Кількість галактик із вимірними червоними зміщеннями
1771	Каталог Мессьє	М	103	—
1888	Новий загальний каталог Дрейєра (New General Catalogue)	NGC	туманності 4630	—
1914	Перші спектри галактик, отримані Слайфером			13
1936	Каталог Габбла (Realm of the Nebulae)		44 000	>100
1956	Список галактик Г'юасона, Мейолла і Сендейджа			>800
1964	Довідковий каталог яскравих галактик (Reference Catalogue of Bright Galaxies)	RC1		<1500
1967	Огляд Лікської обсерваторії для вивчення розподілу галактик		10^6	—
1982	Огляд червоних зміщень Центру астрофізики	Cfa1		2437
1985—1990	Огляд галактик, отриманий автоматизованим скануванням пластинок	APM	$2 \cdot 10^6$	—
1988—1994	Огляд червоних зміщень обсерваторії Лас-Кампанас	LCRS		26 418
1996—2001	Огляд червоних зміщень Англо-Австралійської обсерваторії (2°-поля)	2dfGRS	467 214 (на базі APM)	250 000
2000—2004	Слоунівський цифровий огляд неба	SDSS	$5 \cdot 10^7$	10^6
2004—2016	Проект огляду у видимій та інфрачервоній областях	VISTA	Зображення обсягом 50 Тб пам'яті	—

логії близьких галактик, потребувала розроблення алгоритмів об'єктивної класифікації, не прив'язаних до традиційних схем.

Нині немає загальноприйнятої і, що важливіше, об'єктивної класифікації, яка відображала б різні галактики. Таку класифікацію можна отримати тільки автоматизацією опрацювання зо-

бражень галактик із урахуванням інформації з неоптичних діапазонів.

Автоматизований процес опрацювання даних на фотографічних носіях з метою класифікації відбувався в три етапи: 1) оцифрування полів астрономічних пластинок; 2) виділення галактик серед інших об'єктів та визначення набору первинних параметрів детектованих галактик; 3) використання параметрів для класифікації зображень галактик. На останньому етапі передбачалося застосування експертних оцінок морфологічного типу для «тренування» алгоритму та наступного його використання з метою класифікації нових об'єктів. Унаслідок появи цифрових оглядів неба з безпосереднім записом інформації з цієї схеми було вилучено перший пункт, що значно прискорило опрацювання даних.

4.4. Оцифрування фотографічних оглядів неба

Фотографічні огляди відіграли велику роль у розвитку сучасної астрономії. У 1950-х роках на 1,2-метровому телескопі Шмідта Паломарської обсерваторії було проведено фотографування всієї доступної для спостережень у Каліфорнії частини неба ($\delta > -33^\circ$). Отримано ~ 1000 пластинок (у червоному та блакитному фільтрах) розміром $6^\circ,5 \times 6^\circ,5$. Копії Паломарського огляду (Palomar Observatory Sky Survey, POSS) у вигляді скляних пластинок, плівок або відбитків з них на фотопапері були розповсюджені серед багатьох астрономічних установ. Вони мали винятково важливе значення для розвитку всіх галузей астрономії: від досліджень Сонячної системи до вивчення галактик і квазарів. На відбитках POSS виділяються об'єкти з $B \leq 20^m$, і в десятків тисяч галактик з $B \leq 15^m$ можна вивчати особливості структури. На підставі огляду POSS (точніше POSS-I) були укладені каталоги, які активно використовуються і нині, зокрема — CGCG (Catalogue of Galaxies and of Clusters of Galaxies) Цвікі та співавторів, Морфологічний каталог галактик Воронцова-Вельямінова зі співавторами (MGC) та ін. Саме із застосування копій огляду POSS почалося систематичне вивчення систем галактик: від подвійних та взаємодіючих систем до скупчень та надскупчень.

Успішне використання POSS стимулювало у 1970-ті роки аналогічні огляди південного неба за допомогою 1,2-метрового



англійського телескопа системи Шмідта у Англо-Австралійській обсерваторії (AAO) в Австралії та 1-метрового телескопа Шмідта Європейської південної обсерваторії (ESO) в Чилі. Унаслідок значного прогресу в області телескопобудування та поліпшення якості фотографічних емульсій отримали, що гранична зоряна величина цих оглядів на $1^m,5$ слабкіша за таку з огляду POSS-I. Тому в кінці 1980-х років було розпочато роботу з перефотографування північної частини неба на модернізованому Паломарському телескопі Шмідта з використанням поліпшених емульсій і не в двох фільтрах, а в трьох, включаючи також близьку ІЧ (850 нм) смугу. Цей огляд названо POSS-II. Гранична зоряна величина POSS-II $B = 22^m,5$.

Довгий час фотографічні пластинки були єдиним ефективним засобом для запису оглядів. Вони мали досить тривалий час зберігання — понад сто років, та містили дуже якісну інформацію, однак безпосередньо не були прийнятними для опрацювання. Одна фотопластинка з великого телескопа Шмідта може містити 10^5 — 10^6 зір та галактик. Тому ранні роботи зводилися до простої візуальної інспекції найяскравіших об'єктів та детального вивчення лише невеликих ділянок на пластинці.

Ефективно здобувати інформацію зі шмідтовських пластинок стало можливо лише після появи високошвидкісних вимірювальних машин, які давали змогу переносити дискретизоване (оцифроване) зображення на електронні носії інформації та опрацювати його на комп'ютері. Саме таким чином на початку 1990-х років з'явилися перші цифрові огляди неба APM та DSS.

APM. У рамках проекту на мікроденситометрі APM (Automatic Plate Measuring machine) у Кембриджі було скановано 185 пластинок (крок сканування $0'',5$), отриманих за допомогою 1,2-метрового телескопа системи Шмідта AAO в області південного галактичного полюса. Пластинки огляду покривають на небі площу приблизно $4300 \square^\circ$, було виявлено 20 млн об'єктів з $B \leq 22^m$.

Для кожного об'єкта було визначено координати, видиму зоряну величину, а також понад десяток інших параметрів, що характеризували форму та розподіл яскравості. На підставі аналізу фотометричних профілів об'єктів їх було класифіковано, а також сформовано вибірку позагалактичних об'єктів, що мала 100%-ву повноту та містила ~ 2 млн галактик. На базі APM-огляду було виконано низку важливих досліджень великомасштабного розподілу галактик, складено перший об'єктивний каталог скупчень

галактик. Результати АРМ-огляду та його розширень (зокрема, на північну півкулю) стали основою одного з найцікавіших оглядів останніх років — 2dF-огляду червоних зміщень галактик.

DSS. DSS (Digital Sky Survey) — перше високоякісне загальнодоступне цифрове зображення всієї небесної сфери в оптичному діапазоні. DSS виник з проекту Наукового інституту Космічного телескопа Габбла (Space Telescope Scientific Institute, STScI) зі створення каталогу зір, який можна було використовувати для точного наведення Космічного телескопа Габбла на необхідний об'єкт і гідуювання за час спостережень. Укладання такого каталогу розпочалося зі сканування блакитних фотографічних пластинок оглядів POSS-I та ESO/SERC (European South Observatory / Science and Engineering Research Council). Крок сканування становив 1",7. Незабаром стало зрозуміло, що значення оцифрування зображень виходить за рамки первісної задачі. Було ухвалено зробити огляд доступним для широкої наукової громадськості. Повний обсяг вихідної версії огляду (DSS-I) досяг 600 Гбайт. Такий великий обсяг інформації на той час було складно транспортувати. Після спеціального 10-кратного стиснення інформації огляд помістився на 102 компакт-дисках, які з 1994 року стало можливим розповсюджувати через Тихоокеанське астрономічне товариство. Надалі вільний доступ до DSS-I було відкрито на сайті STSc-I (<http://archive.stsci.edu/dss>). Нині доступ до огляду можливий також через низку інших сайтів у США, Канаді, в деяких європейських державах і Японії.

Цифровий огляд DSS-II виник як натуральне розвинення роботи над DSS-I на дані другого Паломарського огляду POSS-II. З кроком 1" було скановано пластинки POSS-II для північного неба, а також SERC та інших оглядів для південного неба. У цифрову форму були переведені пластинки в трьох кольорових смугах. Сумарний обсяг інформації досягав приблизно 5 Тбайт, доступ до неї, як правило, відбувався через ті самі сайти, що й POSS-I (http://archive.stsci.edu/cgi-bin/dss_form/, <http://archive.eso.org/dss/>).

Від моменту виникнення DSS є одним з найбільш корисних і застосовуваних інструментів сучасної астрономії. З використанням зображень з DSS було опубліковано велику кількість праць, присвячених вивченню окремих галактик, їхніх груп, дослідженню їх розподілу та геометричних характеристик тощо.

DPOSS. Проект DPOSS (Digitized Palomar Observatory Sky Survey; <http://dposs.caltech.edu>) також заснований на скануванні



фотопластинок огляду POSS-II у трьох кольорових смугах, однак наступні процедури опрацювання та калібрування даних, розроблені у Каліфорнійському технологічному інституті, відрізняються від застосовуваних у DSS. Цей огляд охоплює все північне небо з $\delta > -3^\circ$. У Паломарській обсерваторії для фотометричного калібрування були здійснені спостереження великого обсягу даних. DPOSS складається з бази даних зображень, сканованих з кроком $1'',0$ (~3 Тбайт), та декількох побудованих на його базі каталогів. Кінцева мета DPOSS — укладання каталогу PNSC (Palomar Norris Sky Catalog) всіх об'єктів до 22^m . Для кожного джерела в каталозі вказано понад сотню вимірних параметрів, для об'єктів з $B < 21^m$ виконано класифікацію на зорі та галактики. Очікується, що у PNSC ввійдуть дані для понад 50 млн позагалактичних об'єктів, включаючи 10^5 квазарів і понад 10^9 зір. (Нині сервер проекту DPOSS тимчасово не працює за браком фінансування.)

APS (або MAPS). Каталог MAPS (The Minnesota Automated Plate Scanner) виконаний зі скляних блакитних (O) та червоних (E) копій Palomar Sky Survey (POSS-I) для 632 полів з галактичною широтою $|b| > 20^\circ$. Процедури сканування аналогічні виконаним АРМ; розмір пікселя $0'',8$. MAPS-каталог містить координати, величини, кольори та інші обчислені параметри зображення джерела для приблизно 90 млн зір та галактик до 21^m (у блакитному фільтрі). Зоряні та незоряні об'єкти розділялися з використанням neural network image classifier. Каталог MAPS знаходиться на сайті <http://aps.umn.edu>.

COSMOS. COSMOS (COordinates, Sizes, Magnitudes, Orientations and Shapes machine) — автоматизований мікроденситометр (пропрацював у Единбурзі (Велика Британія) з 1975 до кінця 1993 року; замінений на SuperCOSMOS). Розмір пікселя першої з машин $1'',1$. З її використанням було створено базу даних COSMOS/UKST за однокольоровим B_J -оглядом південного неба на скляних копіях SERC-J/EJ атласу ($|b| > 10^\circ$) та UK Schmidt «коротких» червоних оригіналах на низьких (південних) галактичних широтах ($|b| > 10^\circ$). Об'єкти каталогу включають у себе координати, морфологічну, фотометричну та класифікаційну інформацію в одному кольорі (B_J або R).

SuperCOSMOS — швидка, високоточна машина з $0'',67$ -пікселем для оцифрування фотографічних пластинок. Частиною проекту є систематичне сканування пластинок огляду неба, от-

риманих на телескопі UKST (UK Schmidt telescope), шмідтівських телескопах ESO та Паломарської обсерваторії, а також надання даних широкому колу користувачів. Результат сканування — огляд SSS (SuperCOSMOS Sky Survey), завершений у 2001 році, у вільному доступі є на сайті <http://www-wfau.roe.ac.uk/sss>.

4.5. Цифрові огляди неба

Огляди, про які йшлося вище, ґрунтуються на фотографічних спостереженнях, тому їм притаманні стандартні недоліки фотоемульсій (низька чутливість, обмежений динамічний діапазон, нелінійність). Далі мова йтиме про проекти, які є посправжньому цифровими, оскільки як детектори в них використано сучасні твердотільні приймачі.

2MASS. Один з найвідоміших цифрових оглядів — 2MASS (Two Micron All Sky Survey) — результат спільних зусиль університету Масачусетса та Центру опрацювання та аналізу інфрачервоних даних (Infrared Processing and Analysis Center) Каліфорнійського технологічного інституту (<http://www.ipac.caltech.edu/2mass/>). 2MASS — це чисто фотометричний огляд, при виконанні якого були побудовані зображення всього неба в трьох ІЧ-фільтрах J (1,25 мкм), H (1,65 мкм), K_s (2,17 мкм). Спостереження були проведені у 1997—2001 роках на двох ідентичних автоматизованих 1,3-метрових телескопах (в США (Арізона) та Чилі). Кожний телескоп був обладнаний триканальною камерою, що давало змогу одночасно спостерігати в трьох смугах за допомогою матриць 256×256 твердотільних ІЧ-детекторів (розмір одного елемента — $2''$). У результаті огляду були отримані зображення загальним обсягом 10 Тбайт та складено за ними каталоги. Зображення будь-якої області неба у J , H та K_s -смугах можна отримати на декількох сайтах, наприклад <http://irsa.ipac.caltech.edu/>. На базі 2MASS-огляду були створені: атлас ~600 яскравих близьких галактик (Large Galaxy Atlas, LGC) та каталог протяжних джерел (The eXtended Source Catalog, XSC), який містить дані про ~1,6 млн об'єктів з кутовими розмірами, більшими за $10''$ — $15''$. Переважна більшість таких об'єктів є галактиками, інші — області іонізованого водню НІІ, зоряні скупчення, планетарні туманності тощо. Граничні величини протяжних об'єктів з XSC — $13^m,5$ (2,9 mJy) та $15^m,0$ (1,6 mJy) відповідно у K_s та J -смугах.

2dF та 6dF. 2dF (2 degree Field Galaxy Redshift Survey, або 2dFGRS) — спектроскопічний огляд ~5 % неба англійських та



австралійських астрономів, створений на 3,9-метровому телескопі ААО. Вибірку об'єктів складено на базі АРМ-огляду з $B \leq 19,5^m$. Мультиоб'єктний спектрограф дає змогу отримувати одночасно спектри 400 об'єктів у полі зору 2° . За адресою <http://www.mso.anu.edu.au/2dFGRS/> можна одержати фотометричний та спектроскопічний каталоги 245 591 об'єктів з червоним зміщенням (його медіанне значення — $z = 0,11$) і спеціальне програмне забезпечення.

Підпроект — 2dF QSO Redshift Survey (**2QZ**) — огляд червоних зміщень квазарів у двох областях північного та південного галактичних полюсів. Спектри 23 338 квазарів на сайті <http://www.2dfquasar.org/>.

6dF (6 degree Field Galaxy Survey, або 6dFGS) — огляд червоних зміщень та пекулярних швидкостей галактик, вибраних з XSC 2MASS-огляду. Використовували 1,2-метровий шмідтовський телескоп ААО та мультиоб'єктний (150 об'єктів у полі 6°) спектрограф. Для більш ніж 136 тис. галактик отримано спектри, а для 110 тис. вперше визначено червоні зміщення. Каталог містить 125 тис. галактик, що практично охоплює все південне небо, червоне зміщення до 0,05 (близький Всесвіт). Мета огляду — вивчення локальних відхилень від габблівського розширення. Для 11 тис. галактик визначено відстані та пекулярні швидкості методом фундаментальної площини для галактик ранніх типів (<http://www.aao.gov.au/local/www/6df/>).

SDSS (Sloan Digital Sky Survey) — найграндіозніший астрономічний проект, який фінансує Фондація А. Слоуна. З кінця 1980-х років над ним працює понад сотня дослідників з США, Японії, Європи. Мета першої фази проекту — SDSS-I — фотометричне та спектральне дослідження приблизно чверті неба (велика область поблизу північного галактичного полюса та декілька смуг у південній півкулі). Спостереження проводили на спеціально побудованому 2,5-метровому телескопі в Apache Point Observatory (Нью-Мехіко, США), обладнаному 120-мегапіксельною ПЗЗ-камерою, двома мультиоб'єктними спектрографами, що дають змогу одночасно отримувати спектр 640 об'єктів. Допоміжні роботи проводили також на інших телескопах.

Мета фотометричних спостережень — отримати базу даних для $\sim 10^8$ галактик і стількох саме зір з точними координатами ($\leq 1''$). Огляд виконували у п'яти фільтрах (u, g, r, i, z) від 350 до 910 нм, гранична зоряна величина $B \sim 23^m$. Криві пропускання

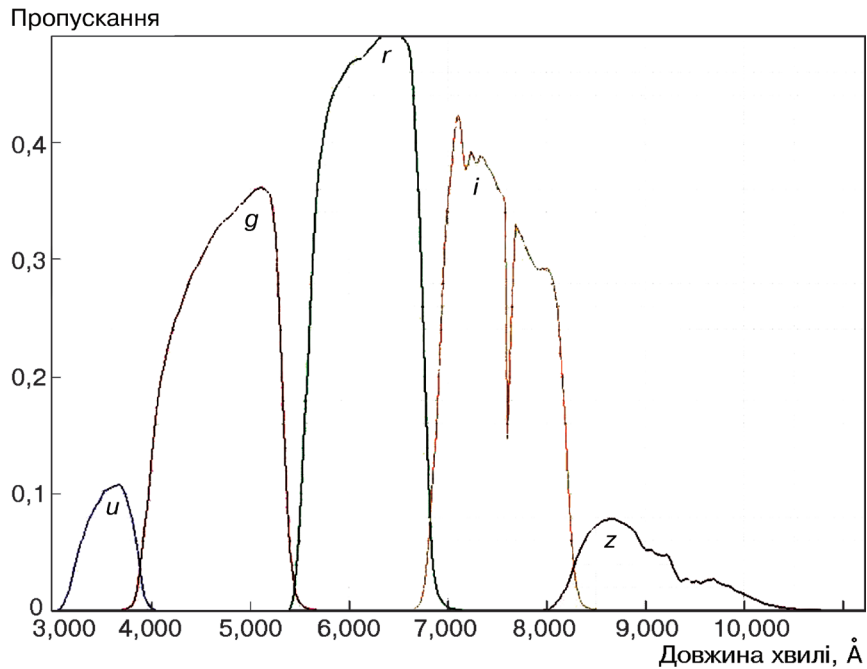


Рис. 4.1. Криві пропускання фільтрів, використовуваних у проекті SDSS

фільтрів наведені на рис. 4.1. Час експозиції становив 54 с у кожному фільтрі.

Мета спектральних спостережень — отримати базу даних для 10^6 галактик, 10^5 квазарів і 10^5 зір з фотометричного огляду.

Першу фазу проекту SDSS — SDSS-I — завершено в червні 2005 року. Спостереженнями було охоплено більш ніж 8 тис. \square° неба в п'яти спектральних смугах. Були отримані спектри галактик та квазарів на 5,7 тис. \square° .

Друга фаза проекту — SDSS-II (2005—2008) — мала за мету складання трьох різних оглядів: SDSS Legacy Survey (або Sloan Legacy Survey), SEGUE (Sloan Extension for Galactic Understanding and Exploration — розширення Слоунівського огляду для вивчення Галактики) та Sloan Supernova Survey (Слоунівський огляд наднових). Мета цих оглядів — вирішення фундаментальних питань з природи Всесвіту, походження галактик і квазарів, формування та еволюції нашої Галактики.



Sloan Legacy Survey покриває 7,5 тис. \square° зображень у північній галактичній області з даними про 2 млн об'єктів і спектрів, понад 800 тис. галактик та 100 тис. квазарів. Більшість даних отримано в ході виконання SDSS-I, а огляд завершено у фазу SDSS-II.

За проектом SEGUE було отримано спектри 240 тис. зір для складання тривимірної карти Молочного Шляху. Цікаво, що в рамках проекту було виявлено галактику — супутник Молочного Шляху — на відстані 23 кпк від Сонця з рекордним (на 2011 рік) відношенням маси до світності 3400 M/L , яке свідчить про те, що вона складається майже цілком з темної матерії. Результати SEGUE увійшли в набір даних SDSS DR7.

До 2007 року за проектом Sloan Supernova Survey багатократним експонуванням ділянки неба $300 \square^\circ$ шукали наднові типу Ia з метою визначення відстаней до далеких об'єктів. Всього було знайдено та побудовано криві блиску більше ніж 300 наднових Ia.

У середині 2008 року розпочалася третя фаза проекту — SDSS-III, яка закінчилася наприкінці 2014 року. На цій стадії проекту було значно оновлено SDSS-спектрографи та додано два нових потужних інструменти для виконання чотирьох оглядів із метою відображення кластеризації галактик, а також міжгалактичного газу в далекому Всесвіті (BOSS), динаміки і хімічної еволюції Молочного Шляху (SEGUE-II і APOGEE) та населення позасонячних планет-гігантів (MARVELS).

У проекті BOSS (Baryon Oscillation Spectroscopic Survey, Спектроскопічний огляд баріонних осциляцій) досліджували просторовий розподіл так званих світних червоних галактик (Luminous red galaxies, LRG) та квазарів. На підставі огляду можна вивчати нерівномірність розподілу мас, зумовлену акустичними баріонними осциляціями в ранньому Всесвіті.

Проект SEGUE-II є продовженням проекту SEGUE-I; за ним отримано спектри близько 120 тис. зір Молочного Шляху на відстанях від 10 до 60 кпк від Землі.

За проектом APOGEE (Apache Point Observatory Galactic Evolution Experiment, експеримент АПО з галактичної еволюції (2011—2014)) інфрачервону спектроскопію з високим розділенням та низьким рівнем шумів використано для спостереження прихованих космічним пилом внутрішніх областей нашої Галактики. Досліджено приблизно 100 тис. зір різних популяцій (балджу, бара, диска, гало). Це дало змогу більш ніж у сто разів збільшити кількість зір Галактики з високоточними ІЧ-спектрами.

У ході проекту MARVELS (Multi-object APO Radial Velocity Exoplanet Large-area Survey, Мультиоб'єктний APO-огляд на великій площі радіальних швидкостей екзо-планет) виміряно радіальні швидкості 11 тис. яскравих зір з метою виявлення планет навколо них.

На вересень 2014 року (випуск даних DR10) зображеннями покрито 14 555 \square° неба; для 1,85 млн галактик та 300 тис. квазарів отримано оптичні спектри. Наступний випуск даних (DR11) є внутрішнім щодо колаборації SDSS. DR12, опублікований у грудні 2014 року, — кінцевий випуск даних — SDSS-III, який містить всі SDSS-спостереження до липня 2014 року. Він включає в себе повний набір даних оглядів BOSS та APOGEE, а також нові вимірювання радіальних швидкостей проекту MARVELS.

З липня 2014 року розпочалися роботи четвертої фази проекту SDSS. У цій фазі (SDSS-IV, 2014—2020) передбачається поліпшення точності космологічних вимірювань у критичній ранній стадії космічної історії (extended BOSS, проект eBOSS), розширення інфрачервоних спектроскопічних досліджень Галактики в північній і південній півкулях (APOGEE-2), а також вперше (з використанням спектрографів Sloan) будуть створені просторово розділені карти окремих галактик (MaNGA). Два менших огляди виконуватимуться як підпрограми eBOSS: Time Domain Spectroscopic Survey (TDSS) — перший систематичний великомасштабний спектроскопічний огляд змінних джерел, а SPectroscopic IDentification of eROSITA Sources (SPIDERS) надасть унікальне повне та однорідне описання оптичних спектроскопічних даних для рентгенівських джерел космічних місії ROSAT, XMM і eROSITA.

Проекту SDSS профінансовано Фондацією А. Слоуна та за рахунок внесків організацій-учасників. Над першою фазою проекту починали роботу шість організацій (National Science Foundation, NSF; U.S. Department of Energy; National Aeronautics and Space Administration, NASA; Japanese Monbukagakusho; Max Planck Society; Higher Education Funding Council for England). Керівний орган проекту — Консорціум астрофізичних досліджень (Astrophysical Research Consortium). Співробітництво весь час поповнювалося новими учасниками, кількість яких досягла наразі декількох десятків. З їхнім переліком можна ознайомитися на сайті <http://www.sdss.org>.



4.6. Пошук ключових класифікаційних параметрів

Більшість класифікаційних схем ґрунтуються на виборі деякої множини ключових параметрів, які характеризують образи галактик. Наведемо деякі з можливих параметрів, які можуть враховуватися в різних схемах.

У 1993 році японські дослідники (Д. Дої, М. Фукугі та С. Окамура) показали, що два параметри — індекс концентрації та середня поверхнева яскравість у межах певної ізофоти — можна ефективно використовувати для розділення ранніх та пізніх габблівських типів.

Р. Абрагам та інші у 1994 році розробили класифікаційну схему на базі лише одного параметра — індексу концентрації C , який вони визначили як частину світла всередині еліпсоїдального радіуса (величини, що є сталою на еліптичній ізофоті) $0,3$ від зовнішнього ізофотного радіуса. Останній вони вибрали на рівні $1,5$ -сигма від флуктуацій яскравості неба. Параметр C відслідковує як відношення світностей балджу та диска, так і значення ефективного радіуса балджу. Було показано, що цей параметр можна надійно визначити лише до червоного зміщення $z = 0,5$. Відновити габблівську класифікацію, звичайно, за цим параметром не можна, але в деяких аспектах її можна вважати певним наближенням до автоматизованої морганівської класифікації.

У 1996 році Абрагам із співавторами склали схему класифікації з двох параметрів: індексу концентрації та індексу асиметрії. Останній є частиною світла в структурах образу, які не симетричні відносно повороту на 180° . Схему було застосовано до 507 галактик з $I < 22^m$ помірно глибокого огляду Космічним телескопом Габбла, для яких були відомі незалежні візуальні морфологічні класифікації. Вчені дійшли висновку, що для галактик з $I < 21^m$ візуальні класифікації узгоджуються між собою, але при $21^m < I < 22^m$ вони значно розрізняються. Для галактик з таким самим обмеженням ($I < 21^m$) порівняння об'єктивної класифікації за двома вказаними параметрами не є свідченням значної відмінності розподілу за типами для близьких та більш далеких об'єктів.

А. Наїм та інші (1997) вибрали чотири параметри, які назвали краплинність (blobbiness), зміщення ізофотного центру (isophotal center displacement), коефіцієнт заповнення ізофоти (isophotal

filling factor), каркасне відношення (skeleton ratio). Завдяки краплинності відслідковується відносна частина площі яскравих ділянок зображення, наприклад, зон інтенсивного зореутворення. Зміщення ізофотного центру характеризує зміщення геометричних центрів різних ізофот один відносно одного. Цей параметр є мірою загальної асиметрії зображення, він відслідковує такі пекулярні структури, як припливні хвости, вказує на елементи, пов'язані з історією злипання. Коефіцієнт заповнення ізофоти — міра структурованості зображення галактики: у безструктурних зображеннях цей параметр більший, ніж у структурованих. У середньому він приблизно дорівнює 0,2 для спіралей та пекулярних галактик, 0,3 для ранніх спіралей та 0,35 для еліптичних і лінзоподібних галактик. Каркасне відношення вказує на витягнутість зображення. Автори поділили 978 галактик своєї вибірки з відомими морфологічними типами за спрощеною класифікацією (Eyeball classification): еліптичні та S0-галактики, ранні (Se) та пізні (Sl) спіралі та два класи пекулярних галактик (P1 — зі збуреною формою, P2 — з локальними яскравими структурами). Усі галактики було поділено на дві підвибірки: тренувальну та тестову. На першій підвибірці відбувалося «тренування» алгоритму класифікації (ANN-алгоритм, див. далі), для галактик другої підвибірки визначався тип у рамках «Eyeball classification». З'ясувалося, що в 87 % випадків мало місце «точне попадання» для нормальних і в 44 % — для пекулярних галактик. Додавання ще двох параметрів Абрагамом та іншими (1996), а саме: концентрації світла та асиметрії, істотно не поліпшили результати класифікації — 89 і 46 % відповідно для нормальних та пекулярних галактик. Як з'ясувалося, проблемою було автоматизоване виділення пекулярних галактик.

Р. Абрагам і М. Меріфілд (2000) запропонували використовувати інші два параметри: індекс концентрації C (як його визначив Абрагам (1994)) і параметр, що характеризує ступінь розвинутості бара f_{bar} . Індекс C тут відіграє роль параметра, що характеризує положення галактики вздовж габблівської послідовності, а параметр f_{bar} — відхилення від неї. На вибірці з 113 галактик атласу З. Фрая (1999) виявилось, що у площині двох параметрів (C , f_{bar}) галактики демонструють чітку бімодальність розподілу на звичайні та перетнуті галактики. Цей результат не засвідчує твердження Голмберга, де Вокулера та ван ден Берга про відсутність чіткої розмежованості між S- та SB-галактиками (див. розд. 2).



М. Бершаді, А. Янгрем і Х. Конселейс (2000) з'ясували, що з великого набору характеристик галактик найбільш інформативними для класифікації є такі чотири параметри: індекс концентрації, асиметрія, поверхнева яскравість і колір. За цими параметрами вони змогли досить ефективно класифікувати 101 галактику ранніх (E, SO), проміжних (Sa, Sb) та пізніх (Sc, Irr) морфологічних типів. Оскільки колір та поверхнева яскравість залежить від червоного зміщення, то автори класифікували галактики з невеликими z .

К. Шимасаку зі співавторами (2001) на вибірці 456 яскравих галактик із зображеннями з огляду SDSS вивчали залежність від морфології таких фотометричних параметрів, як показники кольору, довжина шкали та індекси концентрації. Найбільш інформативним для визначення морфологічного типу виявився обернений індекс концентрації, визначений як відношення $C = r_{50}/r_{90}$ (r_{50}/r_{90} — радіуси Петросяна, які відповідають 50 % і 90 % повного потоку (у r' -смузі)). Цей параметр дав змогу класифікувати SDSS-галактики на ранні (E/S0) та пізні (спіралі та неправильні) з 15–20 % помилок порівняно з визначеннями експертів.

4.7. Автоматизована морфологічна класифікація на базі ANN-алгоритму

Розробка алгоритмів автоматизованої класифікації розпочалася наприкінці 1980-х років, коли у збірнику праць конференції «Світ галактик» (Париж, 1988) з'явилося дві публікації Тоннат і Окамури та інших. У другій з них описуються можливості алгоритму, в якому використано так званий метод головних компонент (Principal components analysis, PCA). Автори відомого фотометричного каталогу ESO-Uppsala А. Лаубертс і Е. Валентійн запропонували алгоритм класифікації, названий ESO-AUTO.

Більш масштабні роботи з автоматизованої класифікації були проведені групою авторів (Сторрі-Ломбарді та інші (1992), Наїм та інші (1992 та наступні роки)) з використанням алгоритму штучних нейронних мереж (Artificial Neural Nets, ANN) для класифікації за числовим кодом T морфологічного типу. Алгоритм було так названо, оскільки він є спрощеною моделлю діяльності людської центральної нервової системи. Досі його використовували в інших задачах, зокрема при класифікації точкових об'єктів каталогу IRAS (інфрачервоного астрономічного супутника),

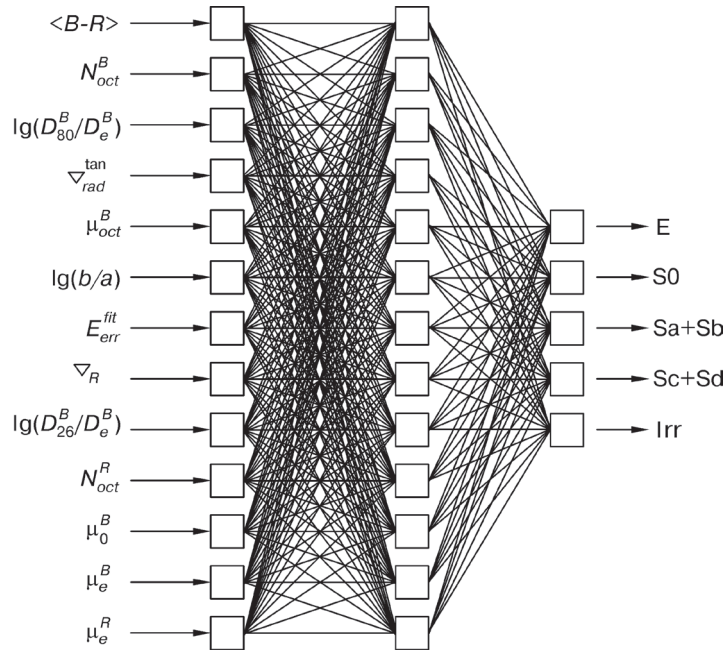


Рис. 4.2. Класифікаційна схема на базі ANN-алгоритму

при розділенні зір та галактик тощо. Неастрономічні застосування цього алгоритму — розпізнавання рукописних літер.

Числовий тип співвідноситься з габблівським типом згідно з табл. 2.1 з двома додатковими типами cI та cE.

Класифікаційну схему схематично зображено на рис. 4.2.

Кожний з вузлів цієї схеми є аналогом нейрона — нервової клітини, що є структурним елементом нервової системи. За вхідні приймалися 13 параметрів галактик, перелік яких поданий нижче:

- $\langle B - R \rangle$ — середній колір в області з поверхневою яскравістю у B -фільтрі від 20,5 до 26;
- N_{oct}^B — показник Серсика в B -смузі;
- $\lg(D_{80}^B / D_e^B)$, де D_{80}^B, D_e^B — великі діаметри еліпсів, які апроксимують ізофоти, в межах яких приймається 80 % та 50 % повного світла в B -смузі;
- ∇_{rad}^{\tan} — арктангенс абсолютного значення відношення середніх тангенціального та радіального градієнтів поверхневої яскравості, який є індикатором степеня асиметрії образу галактики;



- μ_{ost}^B — центральна поверхнева яскравість у B -смузі при апроксимації законом Серсика;
- $\lg(b/a)$ — логарифм відношення осей галактики;
- E_{err}^{fit} — похибка еліптичної апроксимації B -ізофоти на поверхневій яскравості $23^m/\square''$;
- ∇_R — градієнт профілю поверхневої яскравості у B -смузі на D_e^B ;
- $\lg(D_{26}^B / D_e^B)$, де D_{26}^B, D_e^B — великі діаметри еліпсів, які апроксимують ізофоти, в межах яких приймається 26 % та 50 % повного світла в B -смузі;
- N_{ost}^R — показник Серсика в R -смузі;
- μ_0^B — середня поверхнева яскравість у B -смузі в межах $10''$ діаметра кругової апертури;
- μ_e^B — поверхнева яскравість у B -смузі на ізофоті, що характеризується ефективним радіусом;
- μ_e^R — поверхнева яскравість у R -смузі на ізофоті, що характеризується ефективним радіусом.

Вибір цих 13 параметрів є такий, як і в алгоритмі ESO-AUTO, порівнянному з ANN-алгоритмом. Вхідні 13 параметрів перетворювалися на 13 лінійних комбінацій, з яких підбором коефіцієнтів перетворення знаходять такі комбінації, за якими можна точніше розділити типи галактик. Ці коефіцієнти розраховують з використанням визначень морфологічного типу людиною-експертом у ході відпрацювання алгоритму. Вихідною інформацією є один з п'яти типів, показаних на схемі, а саме: E, S0, Sa + Sb, Sc + Sd, Irr. Тип знаходять мінімізацією евклідової норми відхилень типів від «стандартних» векторів типів, отриманих при «тренуванні» алгоритму.

Перша спроба навчити комп'ютер класифікувати галактики згідно з даним набором параметрів полягала у використанні зображень галактик з каталогу ESO-Uppsala Лаубертса—Валентійна. Всього було використано 5215 галактик. Їх за типом у каталозі розподілили так: E ($-5 \leq T < -2,5$) — 466; S0 ($-2,5 \leq T < 0,5$) — 851; Sa + Sb ($0,5 \leq T < 4,5$) — 2403; Sc + Sd ($4,5 \leq T < 8,5$) — 1132; Irr ($8,5 \leq T < 10$) — 365.

Т а б л и ц я 4.2. Результати класифікації галактик каталогу ESO-Uppsala за алгоритмами ANN та ESO-AUTO

Тип	ANN					AUTO-ESO				
	E	S0	Sa + Sb	Sc + Sd	Irr	E	S0	Sa + Sb	Sc + Sd	Irr
E	203	77	25	1	5	197	87	17	5	5
S0	109	229	240	7	2	184	218	155	28	2
Sa + Sb	12	85	1281	218	15	106	12	791	664	38
Sc + Sd	1	4	304	415	36	22	11	24	631	72
Irr	0	0	53	69	126	22	9	31	42	144

Вибірка випадковим чином розбивалася на дві підвибірки: тренувальну («Train») та тестову («Test»), що містили відповідно 1700 і 3517 галактик.

На тренувальній вибірці було проведено 1 500 000 «тренувань», для галактик тестової вибірки визначався морфологічний тип і перевірялася ефективність методу порівняно з алгоритмом ESO-AUTO Лауберта—Валентійна. Результати порівняння наведені у табл. 4.2. У першому стовпчику вказано тип за каталогом (визначення експертів), у другому рядку — комп’ютерне визначення за одним із алгоритмів.

З’ясувалося, що відсоток правильних визначень (точніше, визначень, що збігаються з визначеннями у каталозі, зробленими експертами), тобто відношення суми діагональних елементів таблиці до повної кількості галактик, для однієї й тієї самої вибірки у ANN-алгоритмі — 64 %, а в алгоритмі ESO-AUTO — 56 %. Як бачимо з таблиці, найбільше проблем виникає у розділенні ранніх типів та відділенні неправильних галактик від пізніх спіралей.

Вдосконалити метод можливо вибором оптимальних вхідних параметрів, кількості вузлів «нейронної мережі», знаходженням фундаментальних параметрів, що визначають габлітвську послідовність, використанням для тренування алгоритмів більшої кількості зображень галактик.

Перед подальшим вдосконаленням алгоритму необхідно з’ясувати, наскільки збігаються визначення типів різними спостерігачами (щоб знати, що вимагати у машини). У 1995 році з’явилася стаття Наїма та інших за результатами шести відомих експертів-класифікаторів: Р. Бути, Г. Корвіна, Ж. де Вокулера, А. Дреслера, Д. Хухри та С. ван ден Берга.



Вибірка формувалася на базі екваторіального каталогу галактик АРМ та каталогу PGC. Були відібрані 835 галактик, яскравіших за $B = 17^m$ і більших за $1'$. Пластинки (ІІа-І) із зображеннями отримували у широкій блакитно-зеленій смузі на Британському 48-дюймовому телескопі в обсерваторії Сайдінг-Спрінг (Австралія). Зображення сканували за допомогою АРМ-машини, сканування не погіршувало зображення: точність скана $1''$, на пластинці — $2''$. Як згодом з'ясувалося, пластинки дещо варіювали за щільністю зображення (у межах $0^m, 2$). Були вибрані зображення з великими діаметрами, більшими за $1', 2$ (до ізофоти $24,5^m/\square$). Пластинки зі зображеннями галактик були скановані, й із електронних копій на лазерному принтері були виготовлені тверді копії. Експерти незалежно переглядали підготовлені копії з пластинок (GV — з екрана монітора). Вони мали виставити для кожної галактики числовий класифікаційний код T .

За результатами визначення експертами морфологічного типу оцінювали середнє квадратичне відхилення σ_{ij} визначень типу T_i та T_j i -м та j -м експертами:

$$\sigma_{ij}^2 = (N_{gal})^{-1} \sum_{gal} (T_i - T_j)^2. \quad (4.1)$$

Значення σ_{ij} змінювалось від 1,3 до 2,3 у визначенні різних пар експертів. Припускалося, що помилки різних спостерігачів є незалежними. Квадрати помилок додаються, тобто

$$\sigma_{ij}^2 = \sigma_i^2 + \sigma_j^2. \quad (4.2)$$

Наявність 15 рівнянь на шість невідомих потребує застосування методу мінімізації, за яким отримано такі оцінки σ_i : (1,0, 1,1, 1,2, 1,4, 1,5, 1,4), для кожного з експертів. Таким чином, найдосвідченішими «класифікаторами» одержано середньоквадратичну похибку 1,0—1,5 в одиницях числового коду типу галактики. Найбільші помилки допускалися при диференціації ранніх типів E0—SO/a та типів 6—9 (за межами першої габблівської класифікації). Цікаво, що розбіжності типів, визначених кожним із спеціалістів, і типів з каталогу RC3 є набагато більшими — від 1,3 до 1,9, а іноді майже у два рази (можливо це тому, що у каталозі RC3 є істотні помилки).

У 1995 році було опубліковано результати «тренування» ANN-алгоритму на АРМ-зображеннях саме тих 835 галактик, які досліджували експерти. На відміну від зображень, які вони викорис-

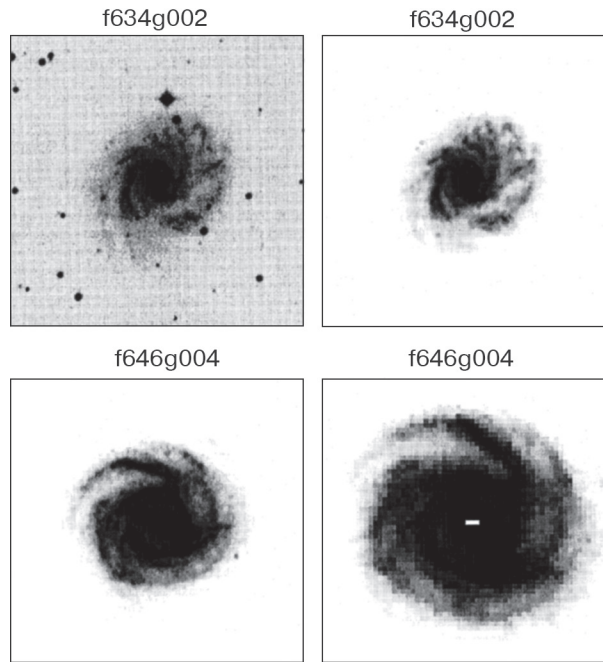


Рис. 4.3. Приклад первісного та «очищеного» зображень галактик вибірки, що використовують при відпрацюванні ANN-алгоритму

товували, зображення для машини попередньо обробляли: вилучали фонові зорі, очищали фон неба, стандартизували зображення за розміром (рис. 4.3).

Метод давав змогу визначати такі морфологічні параметри, як, наприклад, розмір балджу, кількість рукавів. Тут використовували 24 параметри, наведені нижче:

- еліптичність $1 - b / a$;
- середня поверхнева яскравість;
- розмір балджу;
- відношення нахилів профілю поверхневої яскравості в середній та зовнішній частинах зображення;
- значення радіуса r , на якому досягається пік $rI(r)$;
- дев'ять індексів концентрації, які визначаються значенням

$$\alpha = 0,1, \dots, 0,9 \text{ у формулі } C_{\alpha} = \frac{\int_0^{30\alpha} rI(r)dr}{\int_0^{30} rI(r)dr};$$



- індекс концентрації як відношення радіусів, у межах яких досягається 75 % і 25 % світла;
- відношення світла рукавів і диска, усереднених у кільцях на певних відстанях від центру (шість значень);
- кількість рукавних сегментів;
- середня довжина рукавних сегментів;
- середня відносна інтенсивність рукавних сегментів.

Похибку визначення типу за ANN-алгоритмом знаходили за формулою

$$\sigma^2 = (N_{gal})^{-1} \sum_{gal} (T - T_{ANN})^2, \quad (4.3)$$

де T_{ANN} — визначення типу за алгоритмом; T — усереднений тип, визначений експертами (в інтервалі $[-5, 10]$). З'ясовано, що середньоквадратична похибка σ автоматизованої класифікації становить 1,8 одиниць числового коду розширеної габблівської класифікації, що є порівнянним із похибками експертів. Найменші похибки машина дає для спіральних галактик типів 3—5.

Використання штучної «нервової системи» — великий крок вперед до автоматизованої класифікації. ANN — потужна система, що навчається класифікувати на базі відомих заздалегідь оцінок експертів. Але сама вона не продукує нову класифікацію. Зокрема, як добре відомо, габблівська та інші класифікації не придатні для застосування на великих червоних зміщеннях. Саме далекі галактики, для яких одержують дедалі більше зображень, потрібно класифікувати. Тому необхідно вирішити питання про нову об'єктивну класифікацію.

Зауважимо, що ANN-алгоритм використовують в астрономії також для визначення фотометричних червоних зміщень галактик. Наприклад, на вибірці з SDSS-DR1 знайдено, що похибка визначення z становить 0,023 у діапазоні $0 < z < 0,7$ (Колінсон та Лахав, 2003).

У 2004 році розпочалася робота над проектом EFIGI (Extraction de Formes Idealisées de Galaxies en Imagerie) Центру опрацювання астрономічних даних TERAPIX (Traitement Élémentaire, Réduction et Analyse des PIXels de megacam) при Паризькому інституті астрофізики (Institut d'Astrophysique de Paris, IAP). Головна мета проекту — створити надійний та ефективний інструментарій алгоритмів і програм для автоматичного вимірювання та класифікації форм галактик за їх зображеннями для дуже вели-

ких цифрових оглядів неба. Діапазон довжин хвиль — від УФ (GALEX) до ІЧ (WIRCAM). Важливо враховувати редукцію, корекцію, аналіз похибок тощо. Опрацювання даних здійснюється дистанційно з віддалених сайтів потужностями кластера TERAPIX.

За цим проектом було створено каталог EFIGI 4458 близьких галактик з детальною морфологічною інформацією (Байлард А. та ін., 2011). Каталог призначено для «тренування» майбутніх автоматизованих систем класифікації галактик. Проаналізовано композитні зображення, отримані за зображеннями у п'яти SDSS-фільтрах. Крім морфологічного типу Габбла, кожна галактика каталогу описується 16 параметрами за п'ятьма їх градаціями. Нульова градація — це відсутність параметра, одинична — екстремальне значення параметра. Наведемо ці параметри: 1) *inclination/elongation* — нахил/витягнутість зображення; 2) *multiplicity* — кратність, ступінь населеності околу основної галактики; 3) *contamination* — забрудненість зображення (наприклад, зорями); 4) *perturbation* — збурення форми; 5) *bulge/total ratio* — відносний внесок балджу в повний потік від галактики; 6) *arm strength* — відносна «сила» спіральних рукавів (відносний внесок рукавів у загальний потік); 7) *arm curvature* — кривина рукавів; 8) *rotation* — напрямок обертання (за чи проти годинникової стрілки, переконливі чи сумнівні випадки); 9) *visible dust* — ступінь запиленості видимого зображення; 10) *dust dispersion* — ступінь клаптикуватості розподілу пилу; 11) *flocculence* — флокулентність, ступінь наявності областей НІІ; 12) *hot spots* — області з дуже високою поверхневою яскравістю; 13) *bar lenght* — довжина бара; 14) *inner ring* — внутрішнє кільце; 15) *outer ring* — зовнішнє кільце; 16) *pseudo-ring* — псевдо-кільце.

Каталог EFIGI розташовано на веб-сайті <http://www.efigi.org>.

4.8. Об'єктивні класифікації

Перші спроби об'єктивної класифікації найчастіше ґрунтувалися на аналізі головних компонент (Principal component analysis, PCA). Метод головних компонент — один з головних способів зменшити розмірність простору даних, втрачаючи при цьому найменше інформації. Метод, винайдений Пірсоном у 1901 році, використовується у багатьох галузях науки, таких як розпізнавання образів, «комп'ютерний зір» тощо. Обчислення головних компонент зводиться до обчислення власних значень і



власних векторів коваріаційної матриці вихідних даних та побудови їх послідовності за зменшенням власних значень. Відкидаючи за певними критеріями компоненти з найменшими власними значеннями, вибирають головні з них. Іноді метод головних компонент називають перетворенням Кархунена—Лоева чи перетворенням Хотеллінга. Є й інші способи зменшити розмірність простору параметрів спостережуваних даних, мета яких — побудова достатньо простої моделі без суттєвої втрати інформації.

«Формочковий» аналіз. У перших спробах застосування методу головних компонент до класифікації галактик на типи розділяли лише малу частину досліджуваних галактик. Крім того, багато з передбачуваних методами типів не виявляли. Проте перспективним є підхід до повністю автоматизованої морфологічної класифікації, який ґрунтується на лінійному розкладі зображень галактик за «формочками» («shapelets»; Рефреджер А., 2003) і наступному застосуванні методу головних компонент. «Формочки» — набір функцій (гауссово-зважені гермітові поліноми), використовуваний у квантовій механіці при розгляді гармонічного осцилятора. Вони утворюють компактний ортогональний базис функцій, який дуже зручний для математичного аналізу зображень галактик. Класифікаційна схема будується за значеннями коефіцієнтів розкладу. Класифікація, таким чином, є неперервною, не дискретною, на відміну від усіх прийнятих класифікацій. Зауважимо, що «формочки» виявилися придатними також для опису слабкого гравітаційного лінзування та в інших застосуваннях.

В одновимірному випадку базисну функцію визначають так:

$$\phi_n(x) \equiv [2^n \pi^{1/2} n!]^{-1/2} H_n(x) e^{-x^2/2}, \quad (4.4)$$

де $H_n(x)$ — поліном Герміта порядку n ; x — нормована змінна. На практиці необхідно використовувати розмірні змінні, тому за базисну функцію приймають

$$B_n(x; \gamma) \equiv \gamma^{-1/2} \phi_n(\gamma^{-1} x), \quad (4.5)$$

де γ — характеристична шкала об'єкта. Ці функції ортонормовані:

$$\int_{-\infty}^{\infty} B_n(x; \gamma) B_m(x; \gamma) dx = \delta_{nm}. \quad (4.6)$$

Для аналізу двовимірних зображень у декартових координатах конструюються двовимірні базисні функції:

$$B_{nm}(x, y; \gamma) = B_n(x; \gamma)B_m(y; \gamma). \quad (4.7)$$

Двовимірну функцію, яка задає розподіл поверхневої яскравості, можна розкласти за базисними функціями (4.7):

$$f(x, y) = \sum_{n,m} f(n, m)B_{n,m}(x, y; \gamma). \quad (4.8)$$

Коефіцієнти розкладу визначаються інтегруванням:

$$f(n, m) = \int f(x, y)B_{n,m}(x, y; \gamma)dxdy, \quad (4.9)$$

тобто зображення галактики подається набором коефіцієнтів (4.9).

Але більш придатні для апроксимації двовимірного розподілу поверхневої яскравості базисні функції у полярних координатах (r, φ) . Вони мають такий вигляд:

$$\chi_{n_l n_r}(r, \varphi) = (\pi n_l! n_r!)^{-1/2} H_{n_l n_r}(r) e^{-r^2} e^{i(n_r - n_l)\varphi}, \quad (4.10)$$

де $H_{n_l n_r}(r)$ — полярні гермітові поліноми. Розмірні полярні базисні функції подаються виразом

$$A_{n_l n_r}(r, \varphi; \gamma) = \gamma^{-1} \chi_{n_l n_r}(\gamma^{-1} r, \varphi). \quad (4.11)$$

Запишемо співвідношення ортогональності

$$\int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\infty} r A_{n_l n_r}(r, \varphi; \gamma) A_{n_l' n_r'}(r, \varphi; \gamma) dr = \delta_{n_l n_l'} \delta_{n_r n_r'}. \quad (4.12)$$

Зображення полярних базисних функцій для невеликих значень сталих n_l, n_r подані на рис. 4.4.

Дослідники, які розробляють цей метод (Келлі Б. та Мак-Кей Т., 2004), застосовували оцифровані зображення галактик з каталогу SDSS, розділяючи зображення за червоним зміщенням. Для порівняння використовували вибірки галактик з відомим габблівським типом, а також вибірки раніше не класифікованих галактик.

«Формочковий» лінійний розклад образу галактики застосовували для морфологічної класифікації приблизно 3000 галактик з SDSS. Після розкладу зображень було проаналізовано головні компоненти та визначено розмірність простору дев'яти незалеж-

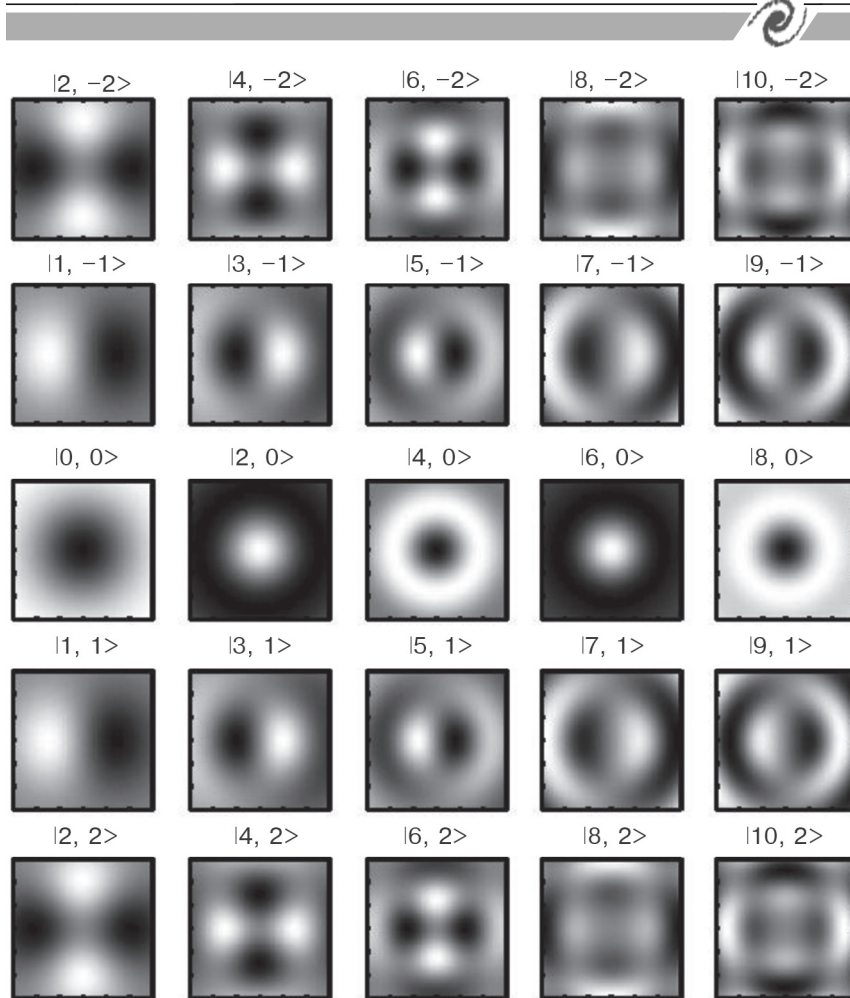


Рис. 4.4. Зображення двовимірних полярних функцій невисокого порядку

них параметрів, тобто дев'яти найінформативніших лінійних комбінацій базисних функцій. На рис. 4.5 наведено дев'ять (зліва направо, зверху до низу) головних компонент. Кожний з цих параметрів містить унікальну інформацію щодо морфології. Проаналізовано внесок у морфологію кожного з параметрів. З'ясовано, що габблівські типи чітко розділяються у просторі «формочок»-параметрів. За цими параметрами запропоновано розділяти галактики на сім класів; існує описання кожного з класів. «Нові

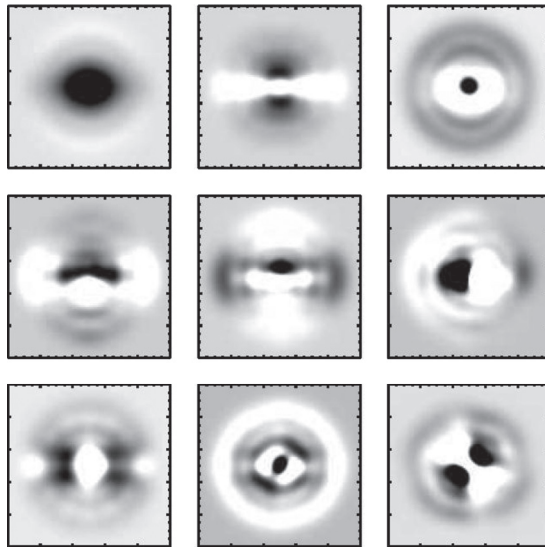


Рис. 4.5. Вигляд перших дев'яти головних компонент найінформативніших лінійних комбінацій базисних функцій

типи» корелюють із традиційними габблівськими як за морфологією, так і за фізичними характеристиками (колір, дисперсія швидкостей тощо). Було виявлено додатковий новий клас галактик пізніх типів, який вирізнявся блакитним кольором та високою дисперсією швидкостей, у більшості таких галактик нещодавно відбулося зореутворення.

Метод є об'єктивним, кількісним методом, альтернативним до традиційних суб'єктивних класифікацій.

Функціонали Мінковського. Група дослідників із Канзаського університету поставила за мету розробити метод описання форми галактики в термінах так званих функціоналів Мінковського (ФМ).

У 1903 році Г. Мінковський визначив прості геометричні та топологічні характеристики областей на двовимірній площині в межах певного контуру K . Скалярні ФМ визначаються так:

$$A = \int_{\kappa} da, \quad P = \oint dl, \quad \chi = \frac{1}{2\pi} \oint \kappa dl. \quad (4.13)$$

Тут da — елемент площини; dl — лінійний елемент контуру; $\kappa = 1/R$ — кривина контуру в певній точці; R — радіус кривини, тобто радіус кола, який має з контуром дотик 2-го порядку в

даній точці; A — площа всередині контуру; P — довжина контуру; χ — ейлерова характеристика контуру — топологічна характеристика, яка для однозв'язних областей дорівнює одиниці.

Тоді векторні функціонали Мінковського мають вигляд

$$A_i = \frac{1}{A} \int_K x_i da, \quad P_i = \frac{1}{P} \oint x_i dl, \quad \chi_i = \frac{1}{2\pi} \oint x_i \kappa dl. \quad (4.14)$$

Вони є координатами центру відповідно області, контуру та кривини. Усі ці центри збігаються для центральної симетричної фігури, а в загальному випадку вони різні.

Запишемо тензорні функціонали Мінковського:

$$\begin{aligned} A_{ij} &= \int_K (x_i - A_i)(x_j - A_j) da, \\ P_{ij} &= \frac{1}{P} \oint (x_i - P_i)(x_j - P_j) dl, \\ \chi_{ij} &= \frac{1}{2\pi} \oint (x_i - \chi_i)(x_j - \chi_j) \kappa dl. \end{aligned} \quad (4.15)$$

Обчисливши скалярні функціонали Мінковського для еліпса

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} = 1, \quad (4.16)$$

одержимо

$$A = \pi ab, \quad P = 4aE(e), \quad \chi = 1. \quad (4.17)$$

Тут $e = \sqrt{1 - b^2/a^2}$ — ексцентриситет еліпса; $E(e) \equiv \int_0^{\pi/2} (1 - e^2 \sin^2 \psi)^{1/2} d\psi$ — повний еліптичний інтеграл другого роду. Оскільки початок координат знаходиться в центрі симетрії, то векторні функціонали обертаються на нуль.

Власні значення тензорних функціоналів для еліпса (4.16) мають такий вигляд:

$$A_{xx} = \frac{\pi}{4} a^3 b, \quad A_{yy} = \frac{\pi}{4} ab^3, \quad (4.18)$$

$$\begin{aligned} P_{xx} &= \frac{4}{3} a^3 \frac{(1 - e^4)E(e) - (1 - e^2)^2 K(e)}{e^2}, \\ P_{yy} &= \frac{4}{3} a^3 \frac{(1 - e^2)K(e) - (1 - 2e^2)E(e)}{e^2}, \end{aligned} \quad (4.19)$$

$$\chi_{xx} = \frac{b^3}{a+b}, \quad \chi_{yy} = \frac{a^3}{a+b}. \quad (4.20)$$

Тут $K(e) = \int_0^{\pi/2} (1 - e^2 \sin^2 \psi)^{-1/2} d\psi$ — повний еліптичний інтеграл першого роду.

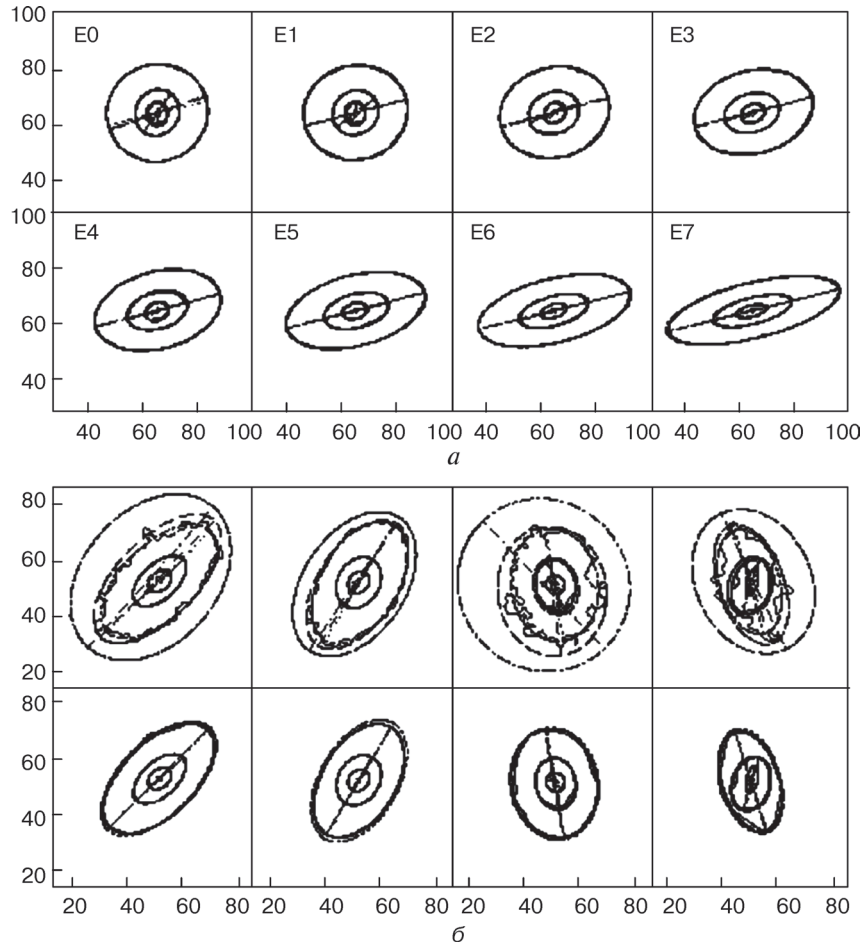


Рис. 4.6. Конфігураційні еліпси:
a — для восьми еліптичних галактик; *b* — трьох спіральних і однієї неправильної галактик, у нижньому рядку наведено чотири згладжені еліпси



Побудова класифікаційної схеми є наступною. Зображення галактики подається набором координат пікселів та сигналу (поверхнева яскравість на піксел). Вибирається певна ізофота, що задає контур зображення, для якого обчислюють ФМ. Розв'язуючи рівняння (4.18)–(4.20) за власними значеннями тензорних функціоналів, знаходять параметри трьох еквівалентних еліпсів (A -, P -, χ -еліпсів). У такому разі зображення (контур на певній ізофоті) є набором трьох еліпсів, взаємне розташування яких надає інформацію про морфологію.

Автори проілюстрували методику на прикладі восьми еліптичних галактик (NGC 5044 — E0, NGC 5328 — E1, NGC 3608 — E2, NGC 3091 — E3, NGC 4742 — E4, NGC 4008 — E5, NGC 5791 — E6, NGC 4550 — E7), трьох спіральних ранніх типів (NGC 5326 — SAa, NGC 4143 — SAB(s), NGC 5008 — SB(r)a) та однієї неправильної галактики (NGC 4004). Використовували зображення галактик у K -смузі каталогу протяжних джерел XSC з огляду 2MASS. Обчисленню функціоналів передувала процедура згладжування контурів. На думку авторів, їхня методика ефективна перш за все для автоматизованого визначення сплюснутості та орієнтації еліптичних галактик.

Конфігураційні еліпси для розглянутих галактик наведено на рис. 4.6.

Для спіральних та неправильної галактик (див. рис. 4.6, б (у верхньому рядку)) наведено дійсні контури зображення. Як бачимо, A -еліпс (площин) згладжує дійсний контур, симетричність контурів зумовлює узгодженість напрямків великих осей, а для неправильної галактики напрямки істотно розрізняються.

Дані щодо різних каталогів, атласів і баз даних подано в табл. 4.3.

Таблиця 4.3. Каталоги й атласи галактик, найчастіше використувані в позагалактичній астрономії

Прийняте позначення	Посилання
А. Загальні каталоги галактик	
M	Messier C. Catalogue des Nébuleuses et des amas d'Étoiles // Connaissance des temps pour l'année bissextile, 1784. — Paris, 1781. — P. 227–267.
GC	Herschel J. Catalogue of Nebulae and Clusters of Stars // Phil. Trans. Roy. Soc. of London. — 1864. — Vol. 154. — P. 1–137.

Продовження табл. 4.3

Прийняте позначення	Посилання
NGC	Dreyer J.L.E. A New General Catalogue of Nebulae and Clusters of stars being the Catalogue of the late Sir John F.W. Herschel, Bart, revised, corrected and enlarged // Mem. Roy. Astronom. Soc. — London, 1888. — Vol. 49, part I. — P. 1–237.
IC	Dreyer J.L.E. Index Catalogue of Nebulae found in the years 1888 to 1894, with Notes and Corrections to the New General Catalogue // Mem. Roy. Astronom. Soc. — London, 1895. — Vol. 51. — P. 185–228.
IC2	Dreyer J.L.E. Second Index Catalogue of Nebulae and Clusters of Stars containing Objects found in the years 1895 to 1897 with Notes and Corrections to the New General Catalogue and to the Index Catalogue for 1888–1894 // Mem. Roy. Astronom. Soc. — London, 1910. — Vol. 59. — P. 105–198.
Harvard survey SA	Shapley H., Ames A. A survey of the external galaxies brighter than the thirteenth magnitude // Harv. Obs. Ann. — 1932. — Vol. 88. — P. 41–75.
CGCG (Zwicky catalogue)	Zwicky F., Herzog E., Wild P., Karpowich M., Kowal G. Catalogue of Galaxies and Clusters of Galaxies. — Pasadena: California Institute of Technology, 1961–1968. — Vol. 1–6.
МКГ (MCG)	Воронцов-Вельяминов Б.А., Красногорская А.А., Архипова В.П. Морфологический каталог галактик. — М.: Изд-во МГУ, 1962. — 1974.
RCI	De Vaucouleurs G., de Vaucouleurs A. Reference Catalogue of Bright Galaxies. — Austin: University of Texas Press, 1964.
UGC	Nilson P. Uppsala General Catalogue of galaxies // Uppsala Astronom. Obs. Ann. — 1973. — Bd 6.
Rev NGC	Sulentic J.W., Tift W.G. The Revised New General Catalogue of Nonstellar Astronomical Objects. — Tucson: University of Arisona Press, 1973. — 384 p.
UGCA	Nilson P. Catalogue of selected non-UGC galaxies // Uppsala Astronom. Obs. Report. — 1974. — Vol. 5.
RC2	De Vaucouleurs G., de Vaucouleurs A., Corwin H.G. Second Reference Catalogue of Bright Galaxies. — Austin: University of Texas Press, 1976.
ESO/Uppsala	Lauberts A. The ESO/Uppsala Survey of the ESO (B) Atlas. — Garching: European Southern Observatory (ESO), 1982.
SGC	Gorwin H.G., de Vaucouleurs A., and de Vaucouleurs G. Southern Galaxy Catalogue. — Austin: University of Texas, 1985.



Продовження табл. 4.3

Прийняте позначення	Посилання
Rev SA	Sandage A., Tammann G.A. A Revised Shapley-Ames Catalogue of Bright Galaxies, Second edition. — Washington: Carnegie Institution, 1987.
Nearby galaxies	Tully R.B. Nearby Galaxies Catalog. — Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1988.
Rev NGC, IC	Sinnott R. The complete new general catalogue and index catalogues of nebulae and star clusters by J.L.E. Dreyer — Cambridge: Sky Publishing Corporation and Cambridge Univ. Press, 1988.
PGC	Paturel G., Fouque P., Bottinelli L., Gouguenheim L. Catalogue of Principal Galaxies. — Lyon, 1989. — Vol. 1–3.
RC3	De Vaucouleurs G., de Vaucouleurs A., Corwin H.G., Buta R.J., Paturel G., Fouque P. Third Reference Catalogue of Bright Galaxies. — NY, Inc.: Springer — Verlag, 1991. — Vol. 1–3.
CNG	Karachentsev I.D., Karachentseva V.E., Huchtmeier W.K., Makarov D.I. A catalog of Neighboring Galaxies // Astronom. J. — 2004. — Vol. 127. — P. 2031–2068.
UNGC	Karachentsev I.D., Makarov D.I., Kaisina E.I. Updated nearby galaxy catalog // Astronom. J. — 2013. — Vol. 145, art. id. 101. — 22 p. — Режим доступу: http://www.sao.ru/lv/lvgdb/
В. Атласи та оцифровані зображення галактик	
VV	Vorontsov-Velyaminov B.A. Atlas and Catalog of Interacting Galaxies. — M.: Shternberg Astronom. Inst., 1959. Sandage A. The Hubble Atlas of Galaxies. — Washington D.C.: Carnegie Institute of Washington, 1961. — N 618.
RSA	Sandage A.R., Tammann G.A. Revised Shapley-Ames Catalogue. — Washington: Carnegie Institute of Washington, 1961 (електронна версія в ADS дає змогу входити в базу даних NED для отримання зображень)
Arp	Arp H. Atlas of peculiar galaxies // Astrophys. J. Suppl. — 1966. — Vol. 14. — P. 1; Pasadena: California Inst. Technology, 1966.
VV	Vorontsov-Velyaminov B.A. Atlas of Interacting Galaxies. Part II and the concept of fragmentation of galaxies // Astronom. Astrophys. Suppl. Ser. — 1977. — Vol. 28. — P. 1–117. Arp H., Madore B.F. A Catalogue of Southern Peculiar Galaxies and Associations. — Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1987 (електронна версія в ADS дає змогу входити в базу даних NED для отримання зображень) Tully R.B., Fisher J.R. Nearby Galaxies Atlas. — Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1987.

Прийняте позначення	Посилання
DSS (ESO) DSS (StSci)	<p>Buta R.J., Corwin H.G., Jr., Odewahn C. The de Vaucouleurs Atlas of galaxies. — Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2007. — 344 p.</p> <p>Petrosian A., McLean B., Allen R.J., McKenty J.W. Markarian galaxies. I. The optical database and atlas // <i>Astrophys. J. Suppl. Ser.</i> — 2007. — Vol. 170. — P. 33–70.</p> <p>http://archive.eso.org/dss/dss (Див. розд. 4)</p> <p>https://archive.stsci.edu/cgi-bin/dss_form (Див. розд. 4)</p>
С. Спеціалізовані каталоги галактик	
Lick counts	Shane C.D., Wirtanen C.A. The distribution of extragalactic nebulae // <i>Astronom. J.</i> — 1954. — Vol. 59. — P. 285–303.
DDO	Van den Bergh S. A catalog of dwarf galaxies // <i>Publ. David Dunlap Obs.</i> — 1959. — Vol. 2, N 5. — P. 147–150; Van den Bergh S. Luminosity classification of dwarf galaxies // <i>Astronom. J.</i> — 1966. — Vol. 71. — P. 922–926.
CSCG	Zwicky F., Zwicky M.A. Catalogue of selected Compact Galaxies and of Post-Eruptive Galaxies. — Berne (Gümligen): Zwicky, 1971.
CIG	<p>Karachentseva V.E. The Catalogue of Isolated Galaxies // <i>Soobshch. Spets. Astrofiz. Obs.</i> — 1973. — Vol. 8. — P. 3–49. — Режим доступу: http://ned.ipac.caltech.edu/cgi-bin/nph-objsearch?search_type=Search&refcode=1973AISAO...8....3K.</p> <p>Arakelian M.A. Galaxies of high surface brightness // <i>Soobshch. Byurakan Obs.</i> — 1975. — Vol. 47. — P. 3–40. Режим доступу: http://ned.ipac.caltech.edu/cgi-bin/nph-objsearch?search_type=Search&refcode=1975SoByu..47....3A.</p>
z-catalogue	Kraan-Korteweg R.C., Tammann G.A. A catalogue of galaxies within 10 Mpc // <i>Astronom. Nachr.</i> — 1979. — Vol. 300. — P. 181–194.
	Huchra J., Davies M., Latham D.W., Tonry J. A survey of galaxy redshifts. IV. The large-scale space distribution // <i>Astrophys. J. Suppl. Ser.</i> — 1983. — Vol. 52. — P. 89–119.
SBS	<p>Маркарян Б.Е., Липовецкий В.А., Степанян Дж.А. Второй Бюраканский спектральный обзор неба. I. Квазизвездные и сейфертовские объекты // <i>Астрофизика.</i> — 1983. — Т. 19. — С. 29–43.</p> <p>Huchtmeier W.K., Richter O.-G., Bohnenstengel H.-D. A General Catalogue of HI Observations of External Galaxies. — Garching: European Southern Observatory (ESO), 1983.</p>



Продовження табл. 4.3

Прийняте позначення	Посилання
FG	Feitzinger J.M., Galinski T. A catalogue of dwarf galaxies south of $\delta = -17^{\circ},5$ // <i>Astronom. Astrophys. Suppl. Ser.</i> — 1985. — Vol. 61. — P. 503—515.
VCC	Binggeli B., Sandage A., Tammann G.A. Studies of the Virgo cluster. II. A catalog of 2096 galaxies in the Virgo cluster area // <i>Astronom. J.</i> — 1985. — Vol. 90. — P. 1681—1758.
(FBS) Mrk	Mazzarella J.M., Balzano V.A. A catalog of Markarian galaxies // <i>Astrophys. J. Suppl. Ser.</i> — 1986. — Vol. 62. — P. 751—819.
IRAS-catalogue	Gezari D.Y., Schmits M., Mead J.M. Catalogue of Infrared Observations. Part 1 // <i>NASA Reference Publication.</i> — 1987. — N 1196.
	Arp H.C., Madore B.F. A Catalogue of Southern Peculiar Galaxies and Associations. — Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1987.
QSO-catalogue	Hewitt A., Burbridge G. A new optical catalog of quasi-stellar objects // <i>Astrophys. J. Suppl. Ser.</i> — 1987. — Vol. 63. — P. 1—246.
Catalogue LSB dwarfs	Karachentseva V.E., Sharina M.E. The Catalogue of low surface brightness dwarf galaxies // <i>Commun. SAO.</i> — 1988. — Vol. 57. — P. 3—120.
KISO-survey	Takase B., Miyauchi-Isobe N. KISO survey for ultraviolet-excess galaxies. VIII // <i>Ann. Tokyo Astronom. Obs.</i> — 1988. — Vol. 22, ser. 2. — P. 41—58.
Surface Photometry Catalogue	Lauberts A., Valentijn E.A. The Surface Photometry Catalogue of The ESO-Uppsala galaxies. — Garching: European Southern Obs., 1989. — 504 p.
FBS	Markarian B.E., Lipovetskii V.A., Stepanyan J.A., Erastova L.K., Shapovalova A.I. The First Byurakan Survey. A Catalogue of galaxies with UV-continuum // <i>Soobshch. Spets. Astrofiz. Obs.</i> — 1989. — N 62. — P. 5.
FCG	Ferguson H.G. Population studies in groups and clusters of galaxies. II. A catalog of galaxies in the central $3^{\circ},5$ of the Fornax cluster // <i>Astronom. J.</i> — 1989. — Vol. 98. — P. 367—418.
	Schneider S.E., Thuan T.X., Magri C., Wadiak J.E. Northern dwarf and low surface brightness galaxies. I. The Arecibo neutral hydrogen survey // <i>Astrophys. J. Suppl. Ser.</i> — 1990. — Vol. 72. — P. 245—289.
	Schneider S.E., Thuan T.X., Magnum J.C., Miller J. Northern dwarf and low surface brightness galaxies. II. The Green Bank neutral hydrogen survey // <i>Astrophys. J. Suppl. Ser.</i> — 1992. — Vol. 81. — P. 5—33.
ROSAT	Trumper J. ROSAT All-Sky Survey // <i>Q.J.R. Astronom. Soc.</i> — 1992. — Vol. 33. — P. 165.

Продовження табл. 4.3

Прийняте позначення	Посилання
FGC	Karachentsev I.D., Karachentseva V.E., Parnovsky S.L. Flat Galaxies Catalogue // <i>Astronom. Nachr.</i> — 1993. — Vol. 314. — P. 97.
RFGC	Karachentsev I.D., Karachentseva V.E., Kudrya Yu.N., Sharina M.E., Parnovsky S.L. Revised Flat Galaxy Catalogue // <i>Bull. SAO.</i> — 1999. — Vol. 47. — P. 5—185.
HIPASS	Koribalski B.S., Steveley-Smith L., Kilborn V.A. et al. The 1000 brightest HIPASS galaxies: HI properties // <i>Astronom. J.</i> — 2004. — Vol. 128. — P. 16—46. — Режим доступу: http://www.atnf.csiro.au/research/multibeam/release/ .
The UTR-2 catalogue of radio sources	<p>Braude S.Ya., Megn A.V., Rashkovski S.L., Ryabov B.P., Sharykin N.K., Sokolov K.P., Tkatchenko A.P., Zhouck I.N. // <i>Astrophys. Space Science.</i> — 1978. — Vol. 54. — P. 37.</p> <p>Braude S.Ya., Megn A.V., Sokolov K.P., Tkatchenko A.P., Sharykin N.K. // <i>Astrophys. Space Science.</i> — 1979. — Vol. 64. — P. 73.</p> <p>Braude S.Ya., Miroshnichenko A.P., Sokolov K.P., Sharykin N.K. // <i>Astrophys. Space Science.</i> — 1981. — Vol. 74. — P. 409.</p> <p>Braude S.Ya., Sharykin N.K., Sokolov K.P., Zakharenko S.M. // <i>Astrophys. Space Science.</i> — 1985. — Vol. 111. — P. 1.</p> <p>Braude S.Ya., Sokolov K.P., Zakharenko S.M. // <i>Astrophys. Space Science.</i> — 1994. — Vol. 213. — P. 1.</p> <p>Braude S.Ya., Rashkovski S.L., Sidorchuk K.M. et al. // <i>Astrophys. Space Science.</i> — 2002. — Vol. 280. — P. 235—299.</p>
2MFGC	<p>Mitronova S.N., Karachentsev I.D., Karachentseva V.E., Jarrett T.H., Kudrya Yu.N. The 2MASS-selected Flat Galaxy Catalog // <i>Bull. Spec. Astrophys. Obs.</i> — 2004. — Vol. 57. — P. 5—165.</p> <p>Kautsch S.J., Grebel E.K., Barazza F.D., Gallagher J.S. III A catalog of edge-on galaxies. From galaxies with bulge to superthin galaxies // <i>Astronom. Astrophys.</i> — 2006. — Vol. 445. — P. 765—778. — Режим доступу: http://cdsarc.u-strasbg.fr/viz-bin/qcat?J/A+A/445/765.</p>
EDD	Tully R.B., Rizzi L., Shaya E.J. et al. The Extragalactic Distance Database // <i>Astronom. J.</i> — 2009. — Vol. 138, Is. 2. — P. 323—331. — Режим доступу: http://edd.ifa.hawaii.edu .
2MIG	Караченцева В.Е., Митронова С.Н., Мельник О.В., Караченцев И.Д. Каталог изолированных галактик, выбранных из обзора 2MASS // <i>Бюл. Спец. Астрофиз. Обсерв. (САО РАН).</i> — 2010. — Т. 65. — С. 1—17.



Прийняте позначення	Посилання
EVCC	<p>Karachentsev I.D., Makarov D.I., Karachentseva V.E., Melnyk O.V. Catalog of isolated galaxies in the volume $z < 0,01$ // <i>Astrophys. J.</i> — 2011. — Vol. 66. — P. 1–27.</p> <p>Kim S., Rey S.-Ch., Helmut J. et al. The extended Virgo cluster catalog // <i>Astrophys. J. Suppl. Ser.</i> — 2014. — Vol. 215, Is. 2. — Article id. 22. — 29 p.</p>
Д. Цифрові огляди галактик	
NED	http://ned.ipac.caltech.edu/ (база даних)
Hyper LEDA	http://leda.univ-lyon1.fr/ (база даних)
2MASS XSC	<p>2MASS eXtended Source Catalogue (XSC) (Положення та фотометрія для 1647599 об'єктів всього неба.)</p> <p>http://irsa.ipac.caltech.edu/applications/2MASS/XSC/</p>
2MASS LGA	<p>2MASS Large Galaxy Atlas</p> <p>http://irsa.ipac.caltech.edu/applications/2MASS/LGA/</p>
SDSS	<p>Sloan Digital Sky Survey (SDSS) Data Release 12 (DR12). Положення та фотометрія у смугах u, g, r, i, z для 932 891 133 об'єктів головним чином північного неба. http://www.sdss.org/dr12/</p> <p>Alam S., Albareti F.D., Allende Prieto C. et al. The eleventh and twelfth data releases of the Sloan Digital Sky Survey: Final data from SDSS III 2015 // <i>Astrophys. J. Suppl. Ser.</i> — 2015. — Vol. 219, N 1, art. id. 12. — 27 p.</p>
LV	http://www.sao.ru/lv/lvddb/
GALEX	http://www.galex.caltech.edu/ ; http://galex.stsci.edu/GR6/
2dF GRS	http://www.2dfgrs.net/Public/Release/Database/index.shtml
6dF GS	http://www-wfau.roe.ac.uk/6dFGS/

ВИЗНАЧЕННЯ ВІДСТАНЕЙ ДО ГАЛАКТИК

5.1. Індикатори відстаней

Побудова точної шкали відстаней у Всесвіті — фундаментальна проблема сучасної науки. Відомості про відстані до позагалактичних об'єктів необхідні для розуміння фізичних процесів у них, для адекватного описання їхнього просторового розподілу, взаємодії тощо. Єдиного універсального методу для визначення відстані немає. З переходом від близьких об'єктів до віддалених один метод заміняє інший, причому часто попередній є підставою для формування наступного. Прямі методи вимірювання паралаксів (відстаней) можуть бути застосовні лише до небесних тіл в межах 100 пк. Відстані до більш віддалених об'єктів доводиться вимірювати непрямыми методами з використанням індикаторів відстаней.

Індикатор відстані до космічного об'єкта (зорі, газової туманності, галактики, квазара тощо) — властивість, одержана на підставі спостережень, яка дає змогу відповідно до теорії або феноменологічної (статистичної) залежності визначити відстань. Якщо всі параметри залежності знайдено, то кажуть, що шкалу відстаней, встановлену даною залежністю, відкалібровано. Часто виникає інша ситуація, а саме залежність визначає лише відношення відстаней, а не їхні оцінки. Наприклад, якщо не визначено сталу Габбла, то за законом Габбла можна визначити лише відношення відстаней.

У зоряній та позагалактичній астрономії існують декілька десятків індикаторів відстаней. Їхня точність різна, застосовність кожного з них обмежена певни-

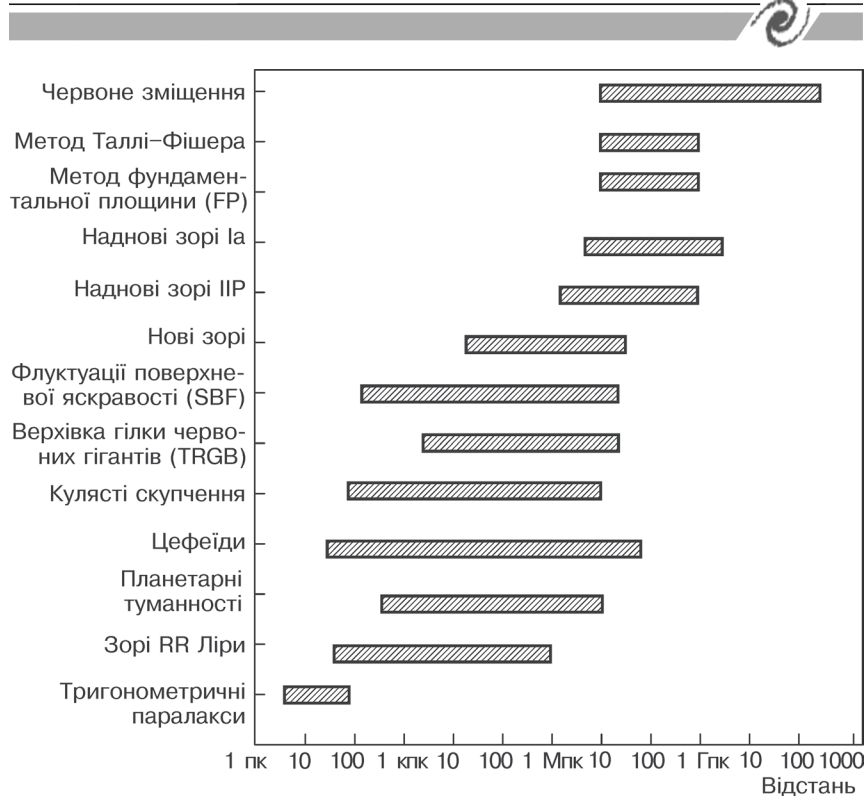


Рис. 5.1. Шкала застосування методів визначення відстаней до космічних об'єктів («драбина» космічних відстаней)

ми умовами, перш за все, — інтервалом відстаней. Головне завдання космографії — послідовне з'єднання шкал відстаней на різних масштабах. Інакше кажучи, «драбину» космічних відстаней необхідно подовжити якомога далі (рис. 5.1). Найнижчі щаблі такої «драбини» — це шкали прямих геометричних методів (геометричний паралакс, скупчення, що рухаються, тощо). Поєднанням їх зі шкалою методів отримання відстаней за цефеїдами, новими зорями, зорями-гігантами можна подовжити «драбину» до найвіддаленіших зір Галактики та за її межами, що важливо для позагалактичної астрономії. У свою чергу, цефеїди використовують з метою калібрування залежностей Таллі—Фішера для спіральних галактик і фундаментальної площини для еліптичних галактик, які є індикаторами у разі масових визначень відстаней на наступних щаблях «драбини» шкал методів. На

ще більших масштабах застосовують універсальний індикатор — червоне зміщення, яке залежить від відстані в межах певної космологічної моделі. Віднедавня великого значення набув індикатор відстані до наднових зір, який успішно застосовують у широкому діапазоні відстаней. Це в кінці 1990-х років спричинило революцію в космології, а саме відкриття прискореного розширення Всесвіту.

5.2. Типи відстаней

Найпоширеніші методи визначення відстаней до позагалактичних об'єктів ґрунтуються на понятті *стандартної свічки* (цефеїди, нові, найяскравіші зорі, середня світність кулястих скупчень, наднові) або *стандартного відрізка* (лінійні розміри галактик, скупчень, кільцевих структур тощо). У першому випадку використовують співвідношення між видимою m та абсолютною M зоряними величинами:

$$M = m + 5 - 5 \lg(d \text{ [пк]}) = m - 25 - 5 \lg(d \text{ [Мпк]}) . \quad (5.1)$$

(Нагадаємо, що $\mu \equiv m - M = 5 \lg(d \text{ [Мпк]}) + 25$ — модуль відстані.) Обираючи клас об'єктів, для яких можна з малою дисперсією визначити певну абсолютну зоряну величину (стандартну свічку), за відомою відповідною видимою зоряною величиною можна оцінити відстань d до об'єкта за формулою (5.1). Абсолютну світність у різних методах певними співвідношеннями пов'язують з іншими незалежними від відстані параметрами, які знаходять із спостережень, тобто які є спостережуваними величинами. Ці параметри визначають (калібрують) за більш близькими об'єктами, відстані до яких вже визначені іншими (близькодійчими) методами. Якщо співвідношення відкаліброване, то воно з урахуванням (5.1) є залежністю між спостережуваними величинами та відстанню, тобто індикатором відстані. За стандартну свічку приймають, наприклад, деяке середнє у часі значення абсолютної світності цефеїд, певним чином нормовану пікову світність нових та наднових, середнє за ансамблем значення світності найяскравіших зір, параметри функції світності кулястих скупчень, планетарних туманностей тощо. Ці методи розглядатимуться далі.

Диференціюючи (5.1), можна наближено оцінити також похибку вимірювання відстаней. Якщо абсолютна світність сукупності

об'єктів (екземплярів свічки) характеризується дисперсією σ^2 , то відносна невизначеність вимірювання відстані знаходять так:

$$\frac{\Delta d}{d} = \frac{\ln 10}{5} \sigma \approx 0,46\sigma. \quad (5.2)$$

При цьому приймається, що видима величина вимірюється точно, і відносна похибка є достатньо малою. Для порівняння відстаней зручно використовувати співвідношення

$$\frac{d_1}{d_2} = 10^{0,2(\mu_1 - \mu_2)}. \quad (5.3)$$

Воно пов'язує відстані до двох ідентичних екземплярів свічки з різними видимими зоряними величинами: $\mu_1 - \mu_2 = m_1 - m_2$, або з невизначеністю вимірювання відстані через значні похибки в оцінці абсолютної зоряної величини: $\mu_1 - \mu_2 = M_2 - M_1$.

У випадку стандартного відрізка застосовують співвідношення між лінійним A (в парсеках) та кутовим a (в радіанах) розмірами певних структур:

$$A = ad. \quad (5.4)$$

У вибраному класі об'єктів з малою дисперсією лінійних розмірів, вимірюючи їхні кутові розміри, отримуємо оцінку відстані d (в парсеках). Так само, як і у методах стандартної свічки, стандартний відрізок часто знаходять за кореляцією з незалежними від відстані спостережуваними величинами. З (5.4) неважко бачити, що відносні точності визначення відстані і лінійного розміру (за умови, що кутовий розмір вимірюється точно) рівні між собою. За стандартний відрізок у різні часи пропонувалося приймати від розмірів різних структур у галактиках (кільцевих, наприклад, або областей іонізованого водню) до характерного розміру надскупчень галактик.

Співвідношення (5.1) і (5.4) є конструктивними для знаходження відстаней, але різних. Лише якщо прийняти, що геометрія простору-часу є звичайною евклідовою геометрією, то відстані за (5.1), (5.4) збігаються. (При цьому вимірювання мають бути абсолютно точними, а об'єкти характеризуватися нульовими значеннями дисперсії розмірів та світностей.)

Однак спостережувані факти свідчать, що на великих відстанях, з якими має справу сучасна позагалактична астрономія, не можна прийняти евклідовість фізичного простору-часу. Ос-

новна теорія простору-часу — Загальна теорія відносності, що за наявності гравітаційної взаємодії постулює псевдорімановість простору-часу. Геометрію Всесвіту досліджує космологія — наука про Всесвіт у цілому. Згідно з космологічним принципом, спостерігач з будь-якої точки Всесвіту в певний момент повинен бачити однакою в середньому великомасштабну структуру Всесвіту. Математичне вираження космологічного принципу — це застосування однорідних та ізотропних моделей Всесвіту, які називають моделями Фрідмана—Леметра—Робертсона—Уокера. У таких моделях значення відстаней за співвідношеннями (5.1), (5.4) розрізняються. Тому в сучасній космології ці відстані мають і різні назви: з (5.1) визначають фотометричну відстань d_L (luminosity distance), з (5.4) — відстань за кутовим розміром (діаметром) d_A (angle diameter distance). Відмінності між ними виявляються при великих червоних зміщеннях z відповідно до формули

$$\frac{d_L}{d_A} = (1 + z)^2. \quad (5.5)$$

Якщо йдеться про порівняно близькі об'єкти або випадок, коли відносна точність вимірювання відстані більша, ніж червоне зміщення, то відстані цих двох типів не розрізняють.

У космології є й інші типи відстаней, але ці два типи (фотометрична та за кутовим діаметром) є головними. Варто зауважити, що відстань d_A , яка визначена співвідношенням (5.4) та входить у (5.5), передбачає чітку окресленість видимого образу стандартного відрізка. Якщо йдеться про діаметри галактик, то таку відстань часто називають відстанню за метричним кутовим діаметром. Однак на практиці досить складно виміряти метричний діаметр. Якщо за стандартний відрізок прийняти, наприклад, розмір галактики певного класу (див. розд. 6), то результат вимірювання кутового розміру залежить від вибору ізофоти, яка окреслює контури галактики. У цьому випадку необхідно уточнювати, що відстань визначено за ізотонним кутовим діаметром і вона відповідає певній ізотоні (наприклад, стандартною вважається ізотона $25^m/\square$ у B -фільтрі). Співвідношення (5.5), таким чином, стосується відстані за метричним кутовим діаметром, відстань за ізотонним кутовим діаметром може бути пов'язана з фотометричною відстанню іншим чином. Це є наслідком релятивістського фотометричного ефекту Толмена.



Далі ми розглянемо найважливіші індикатори, що дають змогу оцінити ці два типи відстаней, але перш потрібно оцінити відстані за червоним зміщенням.

5.3. Відстань за червоним зміщенням та закон Габбла

Завдяки дослідженням астрономів Слайфера, Г'юмсона, Габбла та інших у 1920-х роках було встановлено, що у спектрах більшості галактик спостерігається червоне зміщення спектральних ліній. Найбільш природнім поясненням цього факту є ефект Доплера:

$$z \equiv \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0} = \frac{V_r}{c}. \quad (5.6)$$

Тут λ — спостережувана довжина хвилі; λ_0 — власна довжина хвилі випромінювання, тобто та, що вимірюється у системі відліку, в якій атом, що випромінює, не рухається; V_r — радіальна швидкість галактик; c — швидкість світла. Для більшості галактик z додатне, тобто більшість галактик від нас віддаляються. У разі великих червоних зміщень формулу (5.6) необхідно замінити іншою формулою зі Спеціальної теорії відносності (СТВ):

$$\frac{V_r}{c} = \frac{(z+1)^2 - 1}{(z+1)^2 + 1} \quad \text{або} \quad z = \sqrt{\frac{1+V_r/c}{1-V_r/c}} - 1. \quad (5.7)$$

Габбл у 1929 році встановив залежність, яка пов'язує радіальну швидкість та відстань до об'єкта

$$V_r = H_0 d. \quad (5.8)$$

Величину H_0 назвали сталою Габбла.

Протягом тривалого часу ця оцінка набувала різних значень. У 1929 році Габбл отримав, що $H_0 = 500$ (км/с)/Мпс. У такому разі вік Всесвіту оцінювали як 2 млрд років, що не узгоджувалося, зокрема, з тодішньою оцінкою віку Землі — 3 млрд років за даними аналізу радіоактивності гірських порід. Подальші уточнення призвели до того, що оцінка H_0 знизилася майже на порядок. Отже, майже на порядок було подовжено шкалу відстаней та вік Всесвіту. На рис. 5.2 показано, як змінювалася з часом оцінка сталої H_0 (починаючи від 1920-х років). На рисунку наведені також зна-

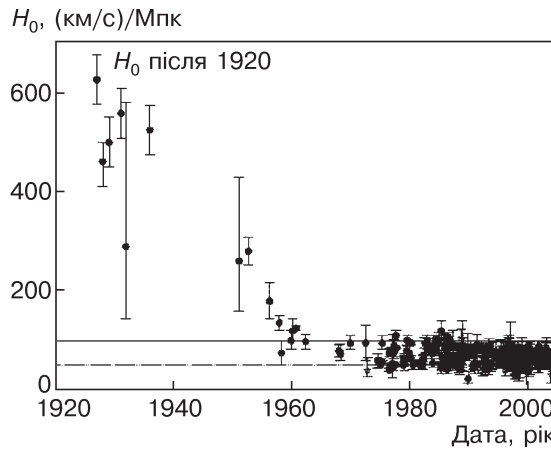


Рис. 5.2. Уточнення оцінки сталої Габбла за роками

чення H_0 , визначені Ж. Леметром (1927) і Г. Робертсоном (1928), які ґрунтувалися на даних Габбла. Однак тільки унаслідок систематичного аналізу, проведеного Габблом, було підтверджено закон (5.8) і відповідну інтерпретацію сталої H_0 . Тому в наукових джерелах зазвичай наводять першим визначення Габбла (1929).

Довгий час «популярним» було значення $H_0 = 75$ (км/с)/Мпк, визначене Сендейджем (1968) за кулястими скупченнями в М87. За Ключовим проектом спостережень цефеїд на Космічному телескопі Габбла (HST) (див. далі) — $H_0 = (72 \pm 8)$ (км/с)/Мпк (Фрідман В. та ін., 2001). Нині найточнішими вважається визначення за даними вимірювання анізотропії реліктового випромінювання апаратурою космічних апаратів WMAP та Planck. Але і тут є деякі розходження. Так, за результатами першого року роботи WMAP (2003) $H_0 = (71 \pm 4)$ (км/с)/Мпк (Бенет Ч. та ін., 2003), а за результатами дев'яти років (2012) $H_0 = (70,0 \pm 2,2)$ (км/с)/Мпк (Гіншоу Г. та ін., 2012). За даними вимірювання 2013 року місії Planck значення сталої Габбла дещо нижче: $H_0 = (67,0 \pm 1,2)$ (км/с)/Мпк (Аде П. та ін., 2014). Тут наведено значення лише за даними космічних місій, без врахування інших космологічних спостережень.

Метод визначення відстаней за лінійним законом Габбла здається дуже простим: необхідно лише знати сталу Габбла та визначити зі спектра червоне зміщення позагалактичного об'єкта. Проте це не так.



• По-перше, завжди слід обумовлювати використовувану систему відліку. Можна, наприклад, розглядати закон Габбла (5.8) у системах відліку Сонця, Галактики, Місцевої групи галактик, космічного мікрохвильового випромінювання (Cosmic Microwave Background radiation, CMBR) тощо. Оскільки ці системи рухаються одна відносно одної зі швидкостями в сотні кілометрів у секунду, то, виконавши ділення на H_0 , відповідні можливі розбіжності у відстанях отримаємо в мегапарсеках. Зі спостережень завжди визначають радіальну швидкість V_h галактики відносно Сонця (усереднену за рік радіальну швидкість відносно Землі). Зрозуміло, що в позагалактичній астрономії таку систему відліку не використовують, тому V_h переводять у іншу систему відліку. Якщо у цій системі відліку Сонце рухається зі швидкістю V_\odot у напрямку (l_0, b_0) , то радіальна швидкість галактики з кутовими координатами (l, b) у цій системі буде така:

$$V_r = V_h + V_\odot n n_0 = V_h + V_\odot [\sin b \sin b_0 + \cos b \cos b_0 \cos(l - l_0)], \quad (5.9)$$

$$n = (\cos b \cos l, \cos b \sin l, \sin b).$$

Найбільш інерціальною вважається система відліку фонового мікрохвильового випромінювання. За визначенням А. Когути зі співавторами (1993) у цій системі

$$V_\odot = 369,5 \text{ км/с}, \quad l_0 = 264^\circ, 4, \quad b_0 = 48^\circ, 4,$$

де (l, b) — галактичні координати. Саме в CMBR-системі найчастіше записують закон Габбла. Іноді використовують систему Місцевої групи галактик, для якої згідно з визначенням Караченцева та Макарова (1996)

$$V_\odot = 316 \text{ км/с}, \quad l_0 = 93^\circ, \quad b_0 = -4^\circ.$$

• По-друге, завжди потрібно враховувати пекулярну компоненту радіальної швидкості галактики. Її визначають за гравітаційним впливом локальних неоднорідностей розподілу речовини, і вона є мірою відхилень від загального габблівського розширення. Приймаючи, що в середньому Всесвіт у різних точках влаштований однаково (космологічний принцип), слід прийняти, що усереднені у певному об'ємі пекулярні швидкості також однакові в усіх точках. Тому відносна точність визначення відстані за законом Габбла буде в середньому зростати з відстанню.

За невеликих відстаней відносна точність може бути дуже низькою (при синіх зміщеннях «відстань» може бути від'ємною!), тобто застосування методу визначення відстані за законом Габбла обмежене знизу.

• Метод визначення відстані за законом Габбла обмежений і зверху — це третє зауваження відносно застосовності методу. Він придатний лише для близьких галактик, для яких $z \ll 1$. Лінійний закон Габбла не виконується у разі великих червоних зміщень (нині відомо об'єкти з $z \sim 8-10$). Замість нього слід використовувати складніші співвідношення між червоним зміщенням та відстанню до галактик у рамках певної космологічної моделі. Поняття відстані при цьому стає модельно залежним. Якщо відстані до позагалактичних об'єктів великі, то, як вже йшлося, слід враховувати тип відстані, що використовується, зокрема, розрізнити фотометричну відстань d_L з (5.1) і відстань за кутовим діаметром d_A з (5.4). Наведемо наближені формули, за якими відстань можна визначити за червоним зміщенням більш точно, ніж за лінійним законом Габбла при $z \ll 1$; ці формули засвідчують різницю між двома типами відстаней:

$$d_L = \frac{cz}{H_0} \left\{ 1 + \frac{1}{2}(1 - q_0)z \right\}, \quad (5.10)$$

$$d_A = \frac{cz}{H_0} \left\{ 1 - \frac{1}{2}(3 + q_0)z \right\}, \quad (5.11)$$

де q_0 — значення так званого параметра уповільнення у сучасну епоху; c — швидкість світла. Для найбільш поширеної космологічної моделі Λ СДМ з холодною темною матерією та космологічною сталою параметр $q_0 \approx -0,6$. Відносна різниця відстаней у прийнятому наближенні не залежить від q_0 і зростає як $2z$ (відповідно до лінійного наближення формули (5.5)). Обернені залежності

$$V_r \equiv cz = H_0 d_L \left\{ 1 - \frac{1}{2}(1 - q_0) \frac{H_0 d_L}{c} \right\}, \quad (5.12)$$

$$V_r \equiv cz = H_0 d_A \left\{ 1 + \frac{1}{2}(3 + q_0) \frac{H_0 d_A}{c} \right\}, \quad (5.13)$$

часто називають постгабблівськими залежностями радіальних швидкостей від відстані (узагальненнями закону Габбла).



Також розглянемо інші найважливіші індикатори відстаней, вирішальні для створення шкали відстаней та/або які мають велике значення у сучасній позагалактичній астрономії та космології.

5.4. Відстані за цефеїдами

Індикатор відстані за цефеїдами ґрунтується на тісній кореляції між періодом змінності та абсолютною світністю цефеїди. На сьогодні метод цефеїд вважається найточнішим, не зважаючи на багато ускладнень, які виникли за столітню історію його застосування. Нагадаємо, що саме використання Габблом методу цефеїд остаточно довело позагалактичну природу спіральних туманностей. Якщо на початку ХХ ст. калібрування залежності період—світність для цефеїд на базі спостережень було проблематичним, то нині цю залежність вивчено дуже добре, й інші індикатори відстаней, наприклад залежність Таллі—Фішера, калібрують за цефеїдами. Тому часто ці методи називають вторинними, а метод за цефеїдами — первинним. Сенс емпіричної кореляції між періодом та світністю добре вивчений та пояснюється теоретично. Можна сказати, що сучасна шкала відстаней у космології побудована на базі залежності період—світність (або період—світність—колір) для цефеїд. Основний недолік методу цефеїд — те, що іноді у певній галактиці для надійного визначення відстані не вистачає їх кількості.

5.4.1. Історичні відомості

Першу цефеїду — змінну зорю δ Цефея (рис. 5.3), за якою і було названо клас змінних зір, було відкрито у 1784 році Дж. Гудрайком. Стабільний період зорі порівняно довгий — 5,36634 доби, крива блиску змінюється від 3,48 до 4,37 зоряної V -величини (у видимому діапазоні). Другу цефеїду — η Орла — відкрив у тому самому році Е. Пігготт. Протягом наступних 100 років кількість відкриттів цефеїд зростає лише приблизно на десяток. Прорив стався в кінці ХІХ ст. з початком застосування фотографії в астрономії. Про кількість цефеїд у нашій Галактиці свідчать такі дані: у четвертому виданні Загального каталогу змінних зір (GCVS, 1990—1995) до класичних цефеїд віднесено 460 зір, до цефеїд сферичної складової Галактики — 173 і просто

цефеїд — 180. Насправді, в цій групі переважають класичні цефеїди. У найближчих галактиках, передусім у Магелланових Хмарах та М31, виявлено тисячі цефеїд (http://heritage.sai.msu.ru/ucheb/Samus/2_2.html).

Емпіричну залежність між періодом зміни блиску цефеїд та їхньою світністю у 1908 році у Гарвардській обсерваторії відкрила Лівітт. Укладаючи каталог змінних зір у Магелланових Хмарах, вона змогла для 16 з тих, які з'являлися на пластинках достатню кількість разів, визначити період зміни блиску. Розташувачи зорі у порядку зростання зоряної величини, вона помітила, що яскравіші змінні мають більші періоди. Надійніше ця залежність була встановлена нею у 1912 році (Лівітт Г. та Пікерінг Е., 1912), коли кількість відомих на той час зір у Малій Магеллановій Хмарі з відомим періодом досягла двадцяти п'яти. Лівітт та Пікерінг довели, що, оскільки всі ці змінні знаходяться приблизно на одній відстані, то період зміни блиску пов'язаний з абсолютною світністю зорі, що визначається її масою, густиною та поверхневою яскравістю.

У 1913 році Герцшпрунг надав цій залежності аналітичну форму:

$$\langle M \rangle = M_0 - a \lg P, \quad (5.14)$$

де P — період у добах; $\langle M \rangle$ — деяке середнє значення абсолютної зоряної величини. Він також запропонував використувати це співвідношення для визначення відстані.

Досить точно визначити нахил a залежності можна було вже за даними Лівітт. Для абсолютної прив'язки відстаней необхідно було визначити нуль-пункт M_0 залежності. На той час це було складно, оскільки цефеїди — це гігантські змінні зорі, яких немає серед найближчого до Сонця зоряного населення. Вперше цю задачу розв'язав Герцшпрунг за 13 цефеїдами у Галактиці, для яких були відомі власні рухи. За методом статистичних паралаксів, приймаючи, що середня пекулярна швидкість зір відносно місцевого стандарту спокою (див. розд. 1) є нульовою, він оцінив їхні річні паралакси, а потім і модулі відстані. Для візуальних зоряних величин він отримав $M_0 = -0,6$, $a = 2,1$.

За цими визначеннями відстань до Малої Магелланової Хмари була неточною і становила приблизно 1 кпк (сучасне значення близько 60 кпк).

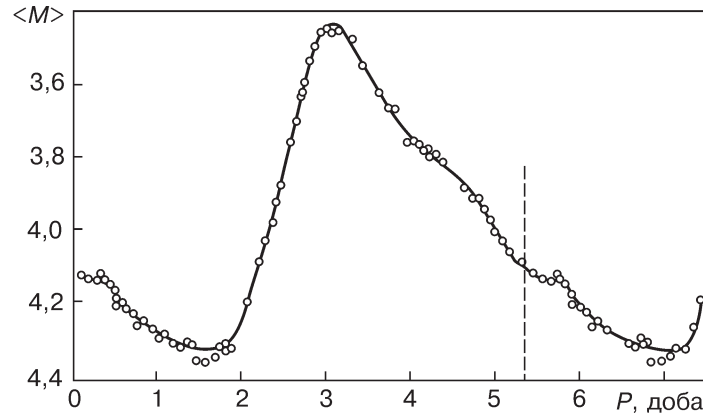


Рис. 5.3. Крива блиску δ Цефея (штрихова лінія відповідає періоду зміни блиску)

Співвідношення між періодом та світністю Лівітт встановила для цефеїд з періодами, більшими за добу. Приблизно у той самий час у Гарвардській обсерваторії С.І. Бейлі (1917) спостерігав кулясті скупчення М3, М5, М15 та виявив у них численні змінні зорі, періоди яких здебільшого менші за добу. Він запропонував називати їх змінними зорями скупчень. На відміну від довгоперіодичних цефеїд, вони не демонстрували залежності період—світність, а були майже сталої світності. Дисперсія їх відносно середнього значення становила лише $0^m,1$. Бейлі виявив у кулястих скупченнях окрім короткоперіодичних змінних поодинокі довгоперіодичні змінні (наприклад, у скупченні ω Центавра він знайшов 100 короткоперіодичних і п'ять довгоперіодичних змінних). На той час не спостерігали суттєвої різниці між цими змінними та цефеїдами (зорями типу δ Цефея), називаючи їх також цефеїдами. Крім того, короткоперіодичні змінні скупчень, які зараз називають зорями типу RR Ліри, також іноді називали цефеїдами. Згодом виявилось, що ці три типи змінних мають і різні криві блиску, і свої особливості в спектрах. Наприклад, для цефеїд скупчень характерна поява водневої емісії на висхідній гілці кривої блиску, тоді як для більшості цефеїд на тих саме фазах з'являється емісія в лініях H та K іонів Ca II. Наразі чітко встановлено, що це є окремі групи абсолютно різних об'єктів на різних стадіях еволюції.

Головні характерні особливості класичних цефеїд (типу δ Цефея) — належність до плоскої складової Галактики (тип I зоряного населення) та періоди зміни блиску, більші за добу. Їх криві блиску характеризуються швидким наростанням блиску та більш повільним спаданням. Абсолютні зоряні величини класичних цефеїд становлять від -2 до -7^m . Приклад кривої блиску класичної цефеїди (δ Цефея) наведений на рис. 5.3.

До іншої групи «цефеїд» належать зорі сферичної складової Галактики (тип II), зокрема кулястих зоряних скупчень. Серед них, у свою чергу, вирізняють короткоперіодичні змінні з амплітудою зміни блиску порядку 1^m та періодом, що змінюється переважно від 80 хв до 1—1,5 доби. Після відкриття В. Флемінг (1901; Гарвардська обсерваторія) найяскравішого представника цього класу змінних — зорі RR Ліри, блиск якої змінювався від 7 до 8^m , ці змінні почали називати зорями типу RR Ліри. Інший клас змінних типу II утворюють зорі типу W Діви — довгоперіодичні змінні сферичної складової Галактики — віргініди.

Зорі типу RR Ліри трохи яскравіші за гранично видимі (на час їх відкриття у найбільші наземні телескопи) зорі у Магеланових Хмарах, в інших галактиках вони тоді не спостерігалися. Тому вони стали основою для визначення відстаней, перш за все, в межах Галактики, зокрема до кулястих скупчень. У свою чергу, відомості про світність цих скупчень є необхідними для вимірювання відстаней до більш далеких галактик, що містять кулясті скупчення.

Окрім Герцшпрунга нуль-пункт залежності період—світність визначав Шеплі, який у 1918 році дослідив цю залежність для довгоперіодичних змінних у кулястих скупченнях та знайшов, що її нахил збігається з нахилом залежності для класичних цефеїд Малої Магелланової Хмари. Він об'єднав дві прямі в одну, приписавши їм єдиний нуль-пункт. Крім того, після накопичення даних про короткоперіодичні цефеїди, Шеплі наголошував, що і довгоперіодичні, і короткоперіодичні цефеїди з приблизно сталою світністю мають утворювати неперервну послідовність та вкладатися в єдину залежність (рис. 5.4). Унаслідок цього нуль-пункт залежності для класичних цефеїд визначався за змінними зорями скупчень.

Габбл у своїх вимірюваннях відстаней до галактик користувався єдиною залежністю Шеплі. Дисперсія абсолютних зоряних

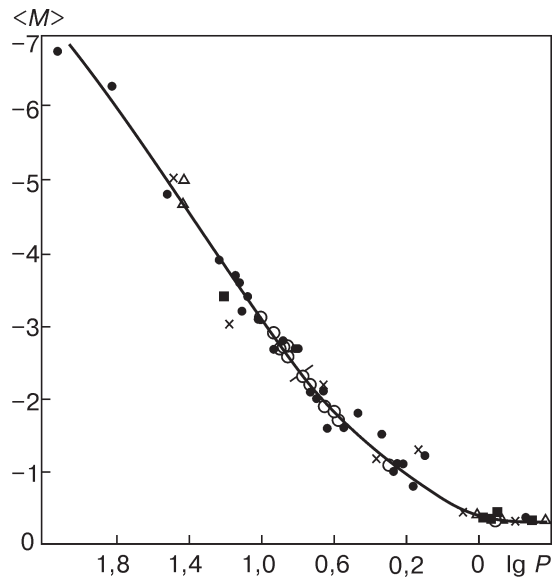


Рис. 5.4. Єдина залежність Шеплі період—світність для цефеїд

величин індивідуальних цефеїд поблизу середньої залежності становила порядку $0^m,15$, що нібито свідчило про те, що метод цефеїд дуже точний і відстані, розраховані за ним, варті довіри. Габбл, наприклад, оцінив відстань до NGC 6822 (галактики Барнарда) як 214 кпк (сучасне значення 520 кпк). Це було набагато більше навіть за перебільшені розміри Галактики: 90 кпк за Шеплі, та стало аргументом, що підтверджував позагалактичне розташування туманностей. Але прийняти шкали відстаней за єдиною залежністю Шеплі було проблематично: лінійні розміри галактик, зокрема М31, були суттєво меншими за розміри Молочного Шляху. Цього не повинно було бути, якщо вважати інші галактики системами зір, подібними до Молочного Шляху. Крім того, виявилось, що кулясті скупчення в М31 на $1^m,5$ слабкіші за такі у Галактиці.

На підставі результатів подальших численних праць з перегляду нуль-пункту зрештою дійшли висновку, що всі цефеїди неможливо задовільно описати єдиною кривою. Для класичних довгоперіодичних цефеїд плоскої складової Галактики (тип I зоряного населення) треба приймати залежність, яка на $1^m,5$ вища за залежність для довгоперіодичних змінних скупчень (тип II).

Вирішальним для перегляду шкал відстаней виявилось (1949) використання 200-дюймового (5-метрового) телескопа в обсерваторії Маунт-Паломар (нині телескоп Хейла), на якому, зокрема, почав працювати Бааде. На його думку, за допомогою такого телескопа з граничною видимою величиною 23^m він мав спостерігати змінні типу RR Ліри у M31 величиною 22^m , але жодної не виявив. Проте знайшов там найяскравіші червоні зорі типу II населення з граничною величиною приблизно 22^m . Оскільки в кулястих скупченнях вони були на $1^m,5$ яскравіші за зорі типу RR Ліри, то Бааде дійшов висновку, що зорі типу RR Ліри слабкіші на $1^m,5$, ніж найслабкіші класичні цефеїди. Тоді і віргініди (довгоперіодичні цефеїди сферичної складової), які неперервно переходять до зір типу RR Ліри, мають бути приблизно на $1^m,5$ слабкіші для певного періоду змінюваності, ніж класичні цефеїди. При цьому вважалося, що середнє значення абсолютної (фотографічної) величини для зір типу RR Ліри приблизно дорівнює нулю.

У 1952 році Бааде на конгресі Міжнародного астрономічного союзу обґрунтував необхідність перенесення пуль-пункту залежності для класичних цефеїд на $1^m,5$, а для змінних скупчень — віргінід та зір типу RR Ліри — можливість залишити єдину залежність Шеплі. Унаслідок цього істотно змінилася шкала відстаней. Розміри Галактики та відстані до кулястих скупчень Галактики, оскільки їх визначали здебільшого за зоряним типом II, не переглядали, а відстані до інших галактик, які розраховували за типом I, а також їхні розміри, довелося збільшити вдвічі. Так була виправлена «велика помилка» Шеплі.

5.4.2. Цефеїди — пульсуючі зорі

Змінність цефеїд не можна пояснити затемненням у подвійній системі. Якщо вважати, що криві променевих швидкостей у цефеїдах зумовлені рухом подвійної зорі, то, як уперше показав Шеплі, відповідні розміри орбіт повинні бути меншими, ніж розміри самої зорі. Разом із блиском періодично змінюється і показник кольору, променева швидкість, діаметр та ефективна температура поверхні зорі. Тому цефеїди — фізично змінні, пульсуючі зорі. Класичні цефеїди — це гігантські зорі, одні з найяскравіших. Згідно з теорією зоряної еволюції безпосередніми їх попередниками є молоді блакитні зорі головної послідовності



типу O та B. Через великі маси та надто великий вихід енергії вони у зовнішніх областях, далеких від областей спалювання водню, демонструють охолодження та почервоніння. За таких умов у них спостерігається стадія нестабільності атмосфер, що полягає у виникненні періодичних пульсацій (автоколивань). Досить вузький діапазон температур (300 K), в якому запускається механізм пульсацій, на діаграмі Герцшпрунга—Рассела називається «смугою нестабільності». Ця смуга відповідає діапазону кольору приблизно $\Delta(B - V) \approx 0,2$, в якому і спостерігаються цефеїди. У цій смузі знаходяться і класичні, і довгоперіодичні змінні населення типу II, і зорі типу RR Ліри, і дуже короткоперіодичні зорі типу CУ Водолія. У зір з більшими масами в цій смузі більша світність, але трохи менша температура, а в зір менших мас — менша світність, але вища температура. Саме шириною «смуги нестабільності» і визначається точність відстаней за цефеїдами. Свого часу відповідний розкид на діаграмі період—світність оцінювали в одну зоряну величину, що відповідає за формулою (5.3) невизначеності відстаней $d_{\max} / d_{\min} = 1,6$. Така велика невизначеність, до речі, спричинила те, що у 1958 році, за пропозицією Сендейджа, цефеїди викреслили зі списку основних індикаторів відстаней.

Першу детальну теорію пульсацій цефеїд розробив А.С. Еддінгтон (1919). Саме він показав, що менші зорі мають пульсувати з меншим періодом. Проте не все можна було пояснити за його теорією. Наприклад, за Еддінгтоном зоря має бути найяскравішою, коли її розмір мінімальний. Але це не так, зазвичай об'єм є мінімальним на половині фази зростання блиску. Результати подальших досліджень М. Шварцшильда, С.О. Жевакіна та інших сприяли подоланню труднощів у теорії. Зокрема, Жевакін встановив, що ключову роль у запуску автоколивань зовнішніх шарів зорі відіграє зона частково іонізованого гелію. Нині теорія пульсацій пояснює всі спостережувані у цефеїдах факти. Крім того, теорія підказує шляхи уточнення залежності період—світність, зокрема врахування слабкої зміни періоду при проходженні смуги нестабільності, можливості кратного її перетинання в ході еволюції, пульсацій на обертонах, а не тільки в основній моді, та інші ефекти.

5.4.3. Сучасні залежності період—колір—світність

Після «провалу» в 1952 році калібрування Шеплі було опубліковано велику кількість праць з уточнення залежності період—світність. При цьому проводився пошук інших параметрів, скорельованих зі світністю зорі. Оскільки неточність визначення положенням на смузї нестабільності на діаграмі Герцшпрунга—Рассела, то за такий параметр приймали залежний від температури колір зорі. Тому залежність часто називають: залежність період—колір—світність. Наведемо як приклад залежності, отримані Крафтом (1961), що демонструють відмінність залежностей період—світність у V - та B -смугах:

$$\begin{aligned} M_V &= -2,54 \lg P - (1,67 \pm 0,06), \\ M_B &= -2,25 \lg P - (1,33 \pm 0,06). \end{aligned} \quad (5.15)$$

У сучасних визначеннях відстаней загально прийнятим є колір ($V-I$). Наведемо декілька варіантів сучасних залежностей. Часто вживаними для довгоперіодичних цефеїд є залежності, які вивели Б. Медоур і В. Фрідман (1991):

$$M_V = -2,76 \lg P - 1,46, \quad (5.16)$$

$$M_I = -3,06 \lg P - 1,87, \quad (5.17)$$

для V - та I -величин. Якщо модулі відстані, визначені за цими залежностями, — μ_V і μ_I , то «справжній» модуль відстані μ знаходять так:

$$\mu = 2,38\mu_I - 1,38\mu_V. \quad (5.18)$$

Ця формула враховує кореляцію між показником кольору та періодом.

Пізніше ці автори, використовуючи дані про геометричні паралакси цефеїд в околі Сонця, отримані за результатами вимірювань на супутнику HIPPARCOS (астрометрична космічна місія Європейського космічного агентства, ESA), з точністю відстаней до 10 %, підтвердили ці залежності у межах похибок. Також вони вивели залежності період—світність у шести кольорових смугах (B, V, I, J, H, K). Ці вимірювання дали можливість досить точно визначити нуль-пункт залежності період—світність для цефеїд, однак для точного визначення нахилу залежності бракувало кількості цефеїд.

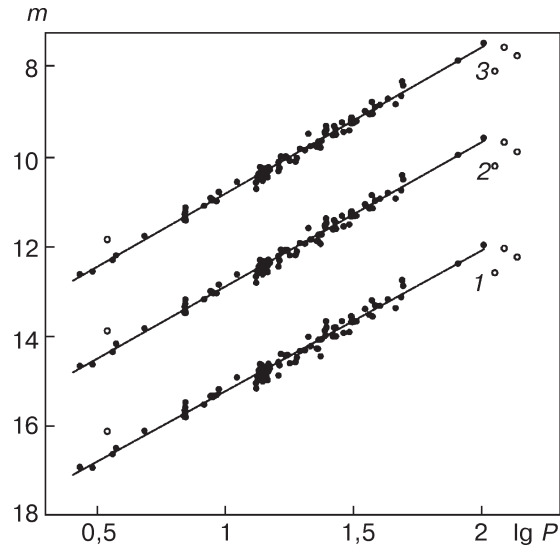


Рис. 5.5. Залежності період—світність для цефеїд Великої Магелланової Хмари за даними огляду 2MASS для трьох інфрачервоних смуг $J+2$ (1), H (2), $K_s - 2$ (3)

Залежність період—колір—світність весь час уточнюється. За даними групи OGLE (Удальський А. та ін., 1999) Г. Тамман зі співавторами у 2002 році для цефеїд Великої Магелланової Хмари виявили, що при $P = 10$ діб спостерігається злам залежності. Були виведені такі формули:

$$M_V = (-2,862 \pm 0,002) \lg P - (1,430 \pm 0,001), \quad P > 10^d,$$

$$M_V = (-2,487 \pm 0,025) \lg P - (1,790 \pm 0,030), \quad P < 10^d, \quad (5.19)$$

$$M_I = (-3,034 \pm 0,001) \lg P - (1,930 \pm 0,001), \quad P > 10^d,$$

$$M_I = (-2,825 \pm 0,019) \lg P - (2,120 \pm 0,022), \quad P < 10^d. \quad (5.20)$$

Для ілюстрації якості залежності період—світність на рис. 5.5 наведемо її для цефеїд Великої Магелланової Хмари (Персон С. та ін., 2004).

Зазначимо, що відстань до Великої Магелланової Хмари є певним стандартом відстаней, оскільки ця галактика є достатньо близькою. Внаслідок цього тут «працюють» багато індикаторів, які можна порівнювати між собою. У 2002 році Тамман зі співавторами уніфікували дані за 1971—2001 роки щодо визначення модуля відстані до Великої Магелланової Хмари, який використовували для калібрування залежності. Середнє значення

за всіма розрахунками становить $18,56 \pm 0,02$. У більшості досліджень приймається, що модуль відстані дорівнює $18,5 \pm 0,1$, що відповідає відстані $50,1_{-2,2}^{+2,4}$ кпк з відносною точністю, вищою за 5 %. У Ключовому проекті (див. далі) для калібрування залежності приймалося, що модуль відстані до цієї галактики становить 18,50.

5.4.4. Залежність від металічності

Параметр, врахування якого може зменшити розкид залежності, — металічність. Це передбачалося з теоретичних міркувань, вперше наведених В. Редішем (1956). Але питання щодо металічності не є таким очевидним як питання щодо кольору. Фрідман та Медоур (1990), досліджуючи цефеїди М31, дійшли висновку, що чутливість залежності до металічності втричі менша ніж передбачувано теорією; залежністю від металічності для отриманих ними результатів можна знехтувати. П. Аллен та Т. Шенкс (2001) за 25 цефеїдами (17 з яких спостерігалися за Ключовим проектом, а ще вісім запозичені з інших джерел) визначили кореляцію між залишковими різницями у залежності період—світність та металічністю $\mu = \lg(O / H) + 12$. Водночас Тамман та інші (2002) не виявили ефекти металічності у співвідношенні період—світність. Проте нині ще не зрозуміло, чи необхідно її враховувати. Проблема металічності також обговорюється у зв'язку з тим фактом, що металічності цефеїд у найближчих галактиках та у Молочному Шляху є порівнянними, але систематично більші, ніж металічності цефеїд у Великій Магелановій Хмарі.

М. Грьоневеген (2008) на базі 68 класичних цефеїд Галактики з відомими відстанями, розрахованими за методом Бааде—Весселінка, отримав такі залежності період—світність—металічність (один з наведених у праці варіантів):

$$M_V = (-2,60 \pm 0,09) \lg P + (0,27 \pm 0,30)[\text{Fe}/\text{H}] + (-1,30 \pm 0,10),$$

$$M_K = (-3,38 \pm 0,08) \lg P + (0,11 \pm 0,24)[\text{Fe}/\text{H}] + (-2,19 \pm 0,09).$$

Співвідношення коефіцієнта біля металічності та його похибки свідчать про мализну ефекту.



5.4.5. Ключовий проект на Космічному телескопі Габбла

Ключовий проект з визначення сталої Габбла (Hubble Constant Key Project) за спостереженнями цефеїд за допомогою Космічного телескопа Габбла був анонсований у 1984 році ново-сформованим Науковим інститутом Космічного телескопа Габбла. Ініціаторами проекту були відомі вчені, які переймалися проблемою шкали космічних відстаней (М. Ааронсон, Д. Моулд, В. Фрідман, Б. Медоур, Дж. Хухра та інші). Завдання цього проекту:

- а) визначити сталу Габбла з точністю 10 % та вищою;
- б) встановити локальну шкалу відстаней (відстані вимірювали за цефеїдами до галактик у межах 25 Мпк);
- в) калібрувати за цефеїдами інші індикатори відстані.

За проектом проводили пошук цефеїд та вимірювання відстаней до 18 галактик. Крім того, були використані результати літературних джерел ще для 13 галактик. Для кожної галактики спостереження проводили у візуальній V -смузі (5550 Å) та у близькій інфрачервоній I -смузі (8140 Å) із застосуванням WFPC2 (Wide Field and Planetary Camera 2). У рамках Ключового проекту використовували залежності типу (5.16)—(5.18) з урахуванням металічності.

Просторове розділення та чутливість Космічного телескопа Габбла були достатніми для детектування цефеїд у галактиках на відстанях до 25 Мпк, що в 10—20 разів перевищують відстані, які можна знайти за спостереженнями наземними телескопами. Крім того, дані, отримані за Ключовим проектом, дали змогу відкалібрувати з використанням цефеїд велику кількість вторинних індикаторів відстані, а саме: за надновими, за флуктуаціями поверхневої яскравості галактик, за функціями світності кулястих скупчень та планетарних туманностей, за верхівкою рукава червоних гігантів, за фундаментальною площиною, за залежністю Таллі—Фішера (див. рис. 5.1). Зокрема, були відкалібровані ті індикатори, які давали змогу масово визначати відстані до віддаленіших галактик. Унаслідок поліпшеного калібрування за цефеїдами вторинних індикаторів стало можливим поліпшити збіг відстаней, визначених за ними, та звести невизначеність сталої Габбла приблизно до 10 %.

Робота за проектом закінчилася у 2000 році. За результатами Ключового проекту стала Габбла H_0 становить 72 ± 8 (км/с)/Мпк (Моулд Д. та ін., 2000; Фрідман В. та ін., 2001).

5.4.6. Залежності період–світність для зір типу RR Ліри

Хоча зорі типу RR Ліри як індикатор відстані важливі в межах лише Молочного Шляху та найближчих галактиках, наведемо приклад сучасних визначень залежності період–світність і для них. А. Солім та інші (2006) за вибіркою 538 зір у 15 кулястих скупченнях Великої Магеланової Хмари вивели таку залежність (див. рис. 5.6):

$$M_K = (-2,38 \pm 0,04) \lg P + (0,08 \pm 0,11)[\text{Fe}/\text{H}] + (-1,05 \pm 0,13). \quad (5.21)$$

Тут M_K — абсолютна зоряна величина у K -смузі. Як бачимо, значення коефіцієнта біля металічності є незначним порівняно з похибкою. Так само, як для класичних цефеїд, проблему залежності від металічності досі не вирішено.

Зауважимо, що досить значну кількість даних не було враховано (світлі точки на рис. 5.6). Тому недаремно за ранніми, менш точними дослідженнями (зокрема Шеплі), отримано стале значення (приблизно нульове для фотографічних величин) у межах похибки для абсолютної зоряної величини.

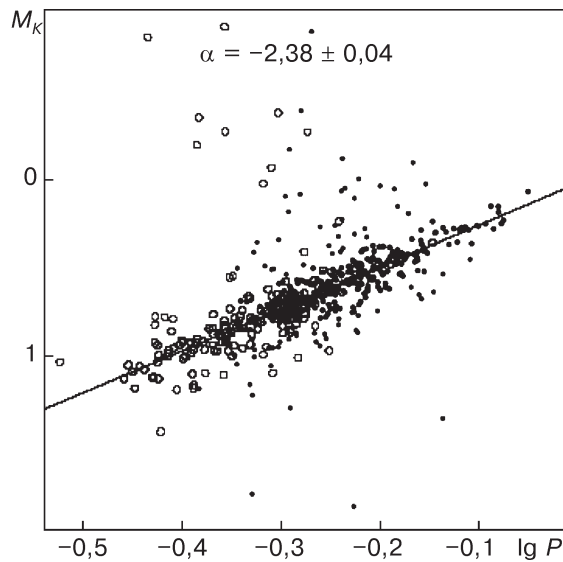


Рис. 5.6. Залежність абсолютної K -величини від періоду зір типу RR Ліри



5.5. Нові зорі як індикатор відстаней

Індикатор відстані за новими зорями (далі — нові) має переваги над цефеїдами. Нові в максимумі блиску яскравіші, ніж довгоперіодичні цефеїди, навіть з максимальними періодами, їх легко відкривати. Вони належать до старого зоряного населення, тому трапляються в еліптичних галактиках та балджах спіральних галактик. Завдяки цьому їхнє оточення майже безпилоче, тому для них простіше досягти однорідності масивів фотометричних даних (порівняно з цефеїдами, які концентруються переважно в запиленіх спіральних рукавах галактик). За недолік методу вважають необхідність фіксувати світність зорі якомога ближче до максимуму блиску (рис. 5.7).

Класичні нові є подвійними системами, в яких на білий карлик (або на вуглецево-кисневу зорю) акреціюється багатий воднем матеріал із менш розвиненого компаньйона. Коли тиск та температура у нижніх акреціюючих шарах перевищують критичні значення, то виникають ядерні реакції і в новій відбувається раптове і швидке збільшення яскравості (див. рис. 5.7). Під час термоядерного вибуху утворюються хімічні елементи, які розсіюються в міжзоряному середовищі. Хоча зоря викидає досить малу частину речовини (декілька десятків відсотка маси зорі), вона є важливим постачальником таких елементів як ^{13}C , ^{17}O , ^{22}Na , ^{26}Al , ^{22}Ne та інших.

Перші спостереження нових у інших галактиках належать Шеплі та Річі (1917). Оскільки тоді нові плутали з надновими, во-

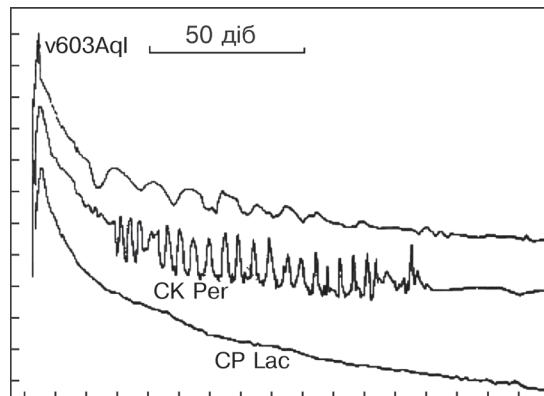


Рис. 5.7. Приклади кривих блиску (швидких) нових (ціна поділки осі абсцис — 10 діб, осі ординат — 1^m)

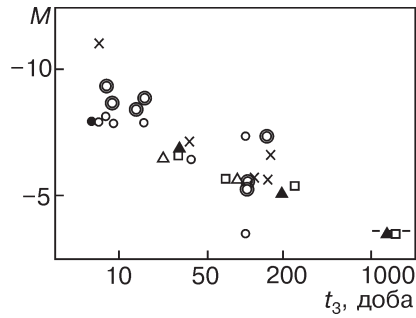


Рис. 5.8. Залежність абсолютної світності нових від часу t_3 . Різні значки позначають або різні методи оцінки світності у максимумі (за швидкістю розширення туманності, за інтенсивністю міжзоряного кальцію), або місце знаходження зір

ни не вважалися надійним індикатором для вирішення проблеми міжгалактичних відстаней (яку в 1929 році Габбл вирішив з використанням цефеїд). Можливо, він був першим, хто спостерігав нову за межами Місцевої групи галактик — у М87 (у центрі скупчення Діви). Грунтовні дослідження з використання нових як індикаторів відстані проводили Ф. Цвіккі (1936) та Д.Б. Мак-Лафлін (1939). Пізніше нові як індикатор відстані аналізували у працях ван ден Берга та Прітчетта (1986), Делла Валле та Лівіо (1995). Спостереження нових у М31 до 1989 року зведені у праці М. Капачіолі та інших (1989).

Початково середня абсолютна величина нових у максимумі становила -5^m , потім їх почали вважати більш яскравими (-7^m), були оцінки і -9^m , і більші. Цвіккі (1936) першим помітив, що в яскравіших нових світність зменшується швидше після максимуму (див. рис. 5.8).

Мак-Лафлін — американський астроном з обсерваторії Мічиганського університету, вивів залежність (1945) між абсолютною величиною у максимумі M_{\max} та часом t_3 (у добах) зменшення блиску на три зоряні величини (рис. 5.8). Т. Шмідт записав математичний вираз (1957) для цієї закономірності у такому вигляді:

$$M_{\max} = a + b \lg t_3. \quad (5.22)$$

Іноді використовують час зменшення t_2 на дві величини. Замість цих величин застосовують також обернені величини — швидкості спадання: $v_{d3} = 3 / t_3$ або $v_{d2} = 2 / t_2$. Якщо залежність (5.22) відкалібрована, то модуль відстані μ до нової визначають за спостережуваними значеннями $t_3(t_2)$ і видимою величиною в максимумі m_{\max} : $\mu = m_{\max} - a - b \lg t_3$.

За даними Мак-Лафліна $a = -10,5$, $b = 2,2$ (для V -величин), тобто для найшвидших ($t_3 = 5^d$) $M = -9^m$, а для дуже повільних ($t_3 = 200^d$) $M = -5,4^m$. При цьому він користувався даними про нові в М31. Як бачимо, за знайденою залежністю упорядковували розходження в оцінках максимальної світності. Ця залежність уточнювалася потім багатьма вченими. Зокрема, І.М. Копилов (1952) отримав $a = -13,7$, $b = 3,6$. (Істотні розбіжності в оцінках коефіцієнтів пояснюються різними способами врахування міжзоряного поглинання.) Дж. Коен та Е. Розенталь (1983) наводять такі значення:

$$M_{V_{\max}} = -10,42 \pm 0,38 + (1,76 \pm 0,31) \lg t_2. \quad (5.23)$$

Пізніше Коен (1985) отримала ще одну залежність:

$$M_{V_{\max}} = -10,70 \pm 0,30 + (2,41 \pm 0,23) \lg t_2. \quad (5.24)$$

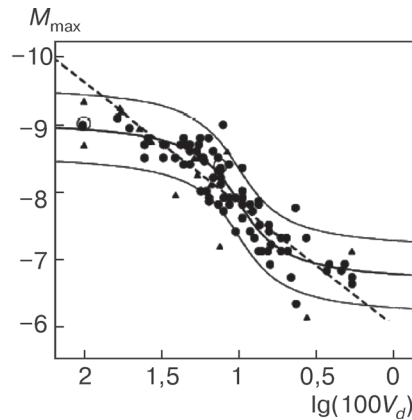
Загальна невизначеність у модулі відстані становить $0,4^m$, тому точність визначення відстані — 18 %.

Згодом виявилось (Делла Валле та Лівіо, 1995), що для точної апроксимації залежності недостатньо лінійної залежності між величиною в максимумі та логарифмом часу спадання (рис. 5.9). Діаграма побудована для нових зір у галактиках М31 (•) та Великої Магелланової Хмари (▲). Автори пропонують використовувати таку залежність:

$$M_{V_{\max}} = -7,92 - 0,81 \arctan \frac{1,32 - \lg t_2}{0,23}. \quad (5.25)$$

Штрихова лінія (див. рис. 5.9) відповідає одній з лінійних часто використовуваних апроксимацій. Така апроксимація дещо зменшує похибку в модулі відстані — до 0,35 (для скупчення Діви).

Рис. 5.9. Нелінійна апроксимація залежності максимальної світності нових від логарифма швидкості зменшення блиску



5.6. Найяскравіші зорі

Як і для інших індикаторів, використання найяскравіших зір ґрунтується на припущенні стосовно значення її світності. Але, оскільки світності найяскравіших зір (О, В, А — блакитні надгіганти, К, М — червоні надгіганти) істотно розрізняються, то індикатором є світність не окремої зорі, а певної її сукупності. Перевага цього методу над методами за новими та цефеїдами полягає в тому, що такі зорі завжди є (вони особливо чітко виділяються серед інших зір населення типу I у спіральних та неправильних галактиках), їхню фотометрію можна виконати лише один раз (не треба проводити моніторинг). Найяскравіші блакитні надгіганти мають *B*-величину порядку -10^m , унаслідок цього їх можна бачити на відстанях до 60 Мпк.

Уперше найяскравіші зорі були застосовані Шеплі для визначення відстаней до кулястих скупчень у нашій Галактиці. Для запобігання випадків, коли за найяскравішу зорю скупчення буде прийнято зорю переднього фону, він враховував блиск не п'яти найяскравіших зір, а середній блиск наступних 20 зір.

Застосувати до галактик цей спосіб пропонував Лундмарк (1919), а першим використав Габбл (1936). Спостереження він проводив за допомогою 2,5-метрового рефлектора обсерваторії Маунт-Уїлсон, і визначив за цим методом відстані до 145 галактик, зокрема, за межами Місцевої групи галактик.

Подальша історія застосування методу свідчила про його ненадійність. Зокрема, цим зумовлено перегляд шкал відстаней за межами Місцевої групи. Коли Габбл встановлював цю шкалу, то виник сумнів, що за найяскравіші зорі він приймає кулясті скупчення. Проте тоді він довів, що зображення кулястих скупчень, зроблені на 2,5-метровому телескопі, є більш розмитими, ніж найяскравіші зорі, а також є більш слабкими. Але Габбл допустив іншу помилку. За найяскравіші зорі він приймав області II. Сендейдж переглянув результати Габбла, використовуючи вже знімки на 5-метровому телескопі. У галактиці M100 (NGC4321), а потім і в інших, він помітив помилку Габбла. Области II у червоному світлі світилися досить яскраво. Тому Сендейдж (1958), «забракувавши» цефеїди як головний індикатор відстаней, запропонував переглянути шкалу відстаней Габбла, змінивши середнє значення світності найяскравіших зір на 3^m , при цьому шкала відстаней розтягнулася учетверо, а стала Габбла набула значення 75 (км/с)/Мпк.



Сендейдж і Тамман (1974) запропонували обмеження на показник кольору зір, тобто враховувати лише показники кольору, які б забезпечували малу ймовірність існування зір переднього фону. За їх пропозицією у методі найяскравіших зір почали використовувати блакитні надгіганти спектральних класів O, B, A з $(B-I) < 0,4$ та червоні надгіганти класів K5—M5 з $(B-I) > 2,0$.

Аналізуючи використання методу найяскравіших зір, Р. Рожанський та М. Ровен-Робінсон (1993) дійшли такого висновку: за всіма відомими методами калібрування модуль відстані можна визначити з похибкою, не меншою як $0^m,5$, що відповідає приблизно 26%-вій похибці визначення відстані. Цей висновок стосувався розрахунків за найяскравішими зорями населення типу I. Визначений за найяскравішими зорями населення типу II (червоні гіганти) індикатор є набагато точнішим. Його використовував Бааде (1958) в еліптичних супутниках M31 та в ядрі самої M31. Цей метод з успіхом застосовується до карликових сфероїдальних членів Місцевої групи, що складаються із зір населення типу II.

Обмежившись цим більш вузьким класом зір, можна істотно спростити визначення відстаней. Відповідно до теорії зоряної еволюції функція світності червоних гігантів різко спадає на найбільших світностях. На цій властивості ґрунтується метод «верхівки рукава червоних гігантів» (The tip of the first ascent red giant branch, TRGB). Оскільки цей метод нині часто використовують для визначення відстаней до галактик, які вдається розділити на зорі, то варто його дослідити детальніше.

Ще в 1944 році Бааде розділив на зорі центральну частину M31 та її еліптичні супутники M32 та NGC205, використовуючи фотопластинки, чутливі у червоному діапазоні. Він виявив, що найяскравіші червоні зорі в усіх трьох системах мають однакові середні видимі величини та колір. Якщо прийняти, що всі три галактики знаходяться на приблизно однаковій відстані, то тоді зорі матимуть однакову середню абсолютну величину, тобто вони є об'єктами одного типу. (Між іншим, саме вивчаючи червоні гіганти у цих галактиках та виявляючи їхні подібності за величиною та кольором до червоних гігантів кулястих скупчень, Бааде дійшов висновку про існування зоряного населення двох типів — I та II.)

Результати подальших досліджень свідчили про те, що можна чітко окреслити сукупність червоних гігантів «першого ряду» порівняно малих мас та за ними досить точно визначати відста-

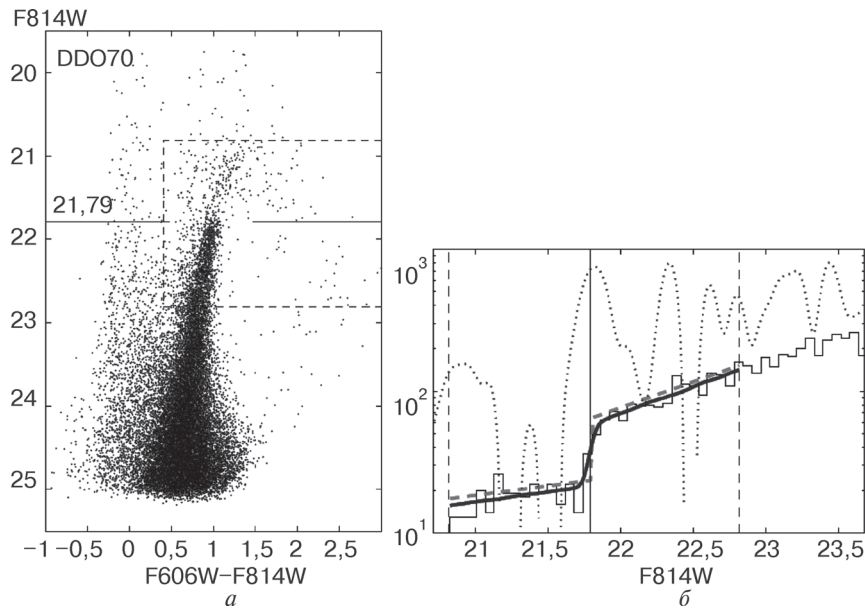


Рис. 5.10. Ілюстрація методу TRGB:

a — діаграма колір—видима величина для червоних гігантів (для фільтрів Космічного телескопа Габбла), за якою чітко окреслюється «верхівка червоних гігантів першого ряду»; *б* — розподіл зір за видимою величиною зі стрибком на значенні видимої величини, що відповідає «верхівці» (Макаров Д. та ін., 2006)

ні. У 1970—1990 роки за цим методом були визначені відстані практично до всіх близьких галактик, які можна було розділити на зорі. Ще у 1988 році Моулд з'ясував, що за допомогою Космічного телескопа Габбла можна знайти (за цим методом) відстані до галактик у межах 10 Мпк. Лі, Фрідман і Медоур у 1993 році показали, що цей індикатор є конкурентом за точністю ($0^m,2$; 9 % відносної відстані) для класичних цефеїд та зір типу RR Ліри, якщо відбирати зорі з металічністю $[Fe/H] < -0,7$ (що відповідає віку зорі, більшому за декілька мільярдів років).

Застосовуючи цей метод, можна сплутати зорі даного класу з більш яскравими та більш масивними червоними гігантами (клас яких називають асимптотичним рукавом гігантів — asymptotic giant branch, AGB). Запобігти цьому можна, використовуючи діаграму колір—світність. На рис. 5.10, *a* наведено таку діаграму для галактики DDO 70 за даними спостережень на Космічному телескопі Габбла. Стрибок функції світності червоних гігантів

(рис. 5.10, б) відповідає «верхівці червоних гігантів першого ряду». Метод можна застосовувати для галактик всіх типів, середня абсолютна величина для зір RGB $M_I = -4^m$, що значно яскравіше, ніж для зір RR Ліри; зоряна величина нечутлива до металічності, якщо $[Fe/H] < -0,7$. Проблема поглинання менше стосується цього методу, оскільки використовуються червоні та інфрачервоні фільтри.

Проаналізувавши помилки, Б. Мендеса та інші (2002) на базі спостережень на телескопі Кека та Космічному телескопі Габбла у V - та I -фільтрах показали, що похибка визначеного модуля відстані становить $\pm 0^m,18$, що відповідає похибці відстані 9 %.

Зауважимо, що метод TRGB активно використовують для визначення відстаней до найближчого оточення нашої Галактики. Зокрема, за цим методом для зображень галактик, отриманих на Космічному телескопі Габбла, можна визначити відстані для більш ніж 300 найближчих галактик з похибкою ~ 10 %. Результатом цієї роботи, зокрема, є каталог UNGC, за яким з'ясовують тривимірне розташування понад 800 галактик у межах Місцевого об'єму (11 Мпк).

5.7. Кулясті скупчення

Перші дослідження розмірів Галактики провів Шеплі. Для встановлення шкали галактичних, а потім і позагалактичних відстаней він широко використовував кулясті скупчення. У 1955 році М. Баум першим порівняв світності кулястих скупчень у М31 та М87 та визначив відстань до М87, вчетверо більшу за попередні оцінки. У 1960—1970 роки результати досліджень кулястих скупчень у нашій Галактиці та найближчих сусідів (М31, М33 та ін.) засвідчили, що дисперсія їхніх величин становить 4^m . Тому, хоча кулясті скупчення й яскраві (їхні абсолютні величини досягають -10^m), при оцінці відстані лише за одним скупченням похибка визначення є дуже великою.

У тому випадку, коли у галактиці спостерігається достатньо велика кількість скупчень, застосовують статистичні методи досліджень із використанням функції світності кулястих скупчень. Найчастіше застосовують або гауссіан

$$\frac{dN}{dm} \sim \exp\left(-\frac{(m - m_0)^2}{2\sigma^2}\right), \quad (5.26)$$

або так звану t_5 -функцію, введenu Дж. Секером (1992),

$$\frac{dN}{dm} \sim \frac{1}{\sigma} \left(1 + \frac{(m - m_0)^2}{5\sigma^2} \right)^{-3}. \quad (5.27)$$

Визначальним параметром тут є m_0 . Знаючи відповідне значення абсолютної світності M_0 , визначене для сукупності близьких скупчень з відомими відстанями, обчислюють модуль відстані $\mu = m_0 - M_0$. Метод дає змогу визначати модулі відстаней з точністю $0,2^m$, тобто з точністю до 10 % (Ріхтер Т., 2003).

Обмеження методу функції світності кулястих скупчень стосуються того, що він справджується переважно для еліптичних та лінзоподібних галактик, оскільки у спіральних галактиках виявлення скупчень ускладнене внутрішнім поглинанням світла. Унаслідок цього кількість кулястих скупчень встановити важко, а статистичні дані складно перевірити.

5.8. Функція світності планетарних туманностей

Метод функції світності планетарних туманностей застосовується для декількох десятків галактик у межах 20 Мпк. Першу вказівку на можливість методу наведено в праці Ходжа (1966). Такий метод описано, наприклад, у огляді Г. Джекобі та інших (1992).

У методі використовується світність у лінії [OIII] $\lambda 5007$ (лінія «небулія» N_2), поблизу якої популяція туманностей швидко зменшується. Іншими словами, існує межа світності, вище якої планетарні туманності в лінії [OIII] $\lambda 5007$ не спостерігаються. Ця властивість зумовлена декількома чинниками, найважливішим з яких є те, що вік зорі-попередника (або її маса) не залежить від маси кінцевого білого карлика (центральної зорі). Для великої кількості зір-попередників критична світність змінюється менше ніж на $0^m,1$, унаслідок цього точність визначення відстані, зумовленої еволюційними причинами, становить приблизно 5 %.

Планетарні туманності мають переваги над іншими індикаторами відстаней. Вони не асоціюються ні з одним із типів населення, отже, є в галактиках усіх габблівських типів та в різних їхніх частинах. Це має особливе значення, оскільки довгоперіо-



дичні цефеїди, переважно за якими калібрують шкалу відстаней, належать до населення типу I. Тому завдяки планетарним туманностям шкалу відстаней цефеїд поширено на еліптичні галактики. Це важливо, наприклад, для центральних областей скупчень галактик, де домінують еліптичні галактики. Є певні труднощі щодо ідентифікації туманностей у спіралях: їх складно відрізнити від областей НІІ через подібність емісійних спектрів у лініях. Однак існують методи, які дають змогу подолати ці труднощі, наприклад, ототожнюючи планетарні туманності за зображенням у лінії H_{α} . Крім того, наявність пилу в диску галактики зменшує світність туманностей, але їх можна вибрати там, де немає поглинання. Вимірювати потік у лінії простіше, ніж інтегрувати неперервний спектр для інших об'єктів. Та найважливішою перевагою є те, що у галактиках можна набрати значну за кількістю вибірку, до кількох сотень об'єктів у межах двох зоряних величин, найяскравіших для них. У Галактиці відомо декілька тисяч планетарних туманностей.

У методі використовується не світність окремої туманності, а параметри функції світності. Наведемо один із варіантів функції світності для планетарних туманностей. За Р. Джіардуло та іншими (1989) вона набуває такого вигляду:

$$N(M) \sim e^{0,307M} (1 - e^{3(M^* - M)}). \quad (5.28)$$

Тут M^* — параметр функції, що є абсолютною зоряною величиною «обрізання», іншими словами, найяскравішої планетарної туманності. За 104 туманностями у М31 цей параметр був оцінений як $M^* = -4,48$. Знаючи відповідний параметр розподілу за видимими величинами m^* , знаходять модуль відстані $\mu = m^* - M^*$ до галактики з даною «колонією» планетарних туманностей.

Джіардуло та інші (2002) порівняли відстані за функцією світності планетарних туманностей та відстані за цефеїдами. З'ясувалося, що відстані за обома методами сумісні у межах статистичної невизначеності обох методів. Типова похибка методу визначення відстані за планетарними туманностями становить 8 %.

5.9. Лінійні розміри структур у галактиках

Якщо точність індикаторів відстаней, у яких використовують стандартні свічки, досягає 7–10 %, то точних індикаторів зі стандартним відрізком, на жаль, не існує. Іншими словами, не існує індикаторів, які давали б змогу визначати безпосередньо відстань за кутовим розміром із порівнянною точністю. Далі ми розглянемо деякі з них, запропоновані в різні часи.

5.9.1. Діаметри галактик

Використовувати кутові розміри галактик для визначення відстаней до них першим запропонував Лундмарк, спробував Габбл, а широко застосував В. де Сіттер (1930). Цілком зрозуміло, що в середньому чим галактики є віддаленішими, тим їхній інтегральний блиск слабший і кутові розміри менші. Приписуючи галактиці певні лінійні розміри, можна знайти відстань до неї. Але лінійні розміри варіюють на декілька порядків. Тому оцінка відстані за лінійними розмірами можлива лише як дуже наближена та після детальної морфологічної диференціації. Щоб охарактеризувати точність визначення відстані за кутовим діаметром, наведемо табл. 5.1, в якій подано середні значення та дисперсію лінійного діаметра для спіральних галактик, що спостерігаються з ребра (каталог RFGC).

В останньому стовпчику таблиці наведені діапазони значень лінійних діаметрів, що відповідають граничним відхиленням $\lg D$ від середнього на рівні 1-сигма. Відповідним чином варіюють і

Таблиця 5.1. Середні значення та середньоквадратичні відхилення від середнього логарифмів лінійних діаметрів, а також середні лінійні діаметри та діапазон їхніх значень, залежно від морфологічного типу для галактик каталогу RFGC (див. розд. 4)

Тип	Кількість	$\langle \lg D \rangle$	$\sigma(\lg D)$	$10^{\langle \lg D \rangle}$	Діапазон значень лінійного діаметра, кпк
Sb	36	1,389	0,196	24,5	18,1–38,5
Sbc	126	1,422	0,206	26,4	16,4–42,4
Sc	215	1,364	0,196	23,1	14,7–36,3
Scd	209	1,294	0,190	19,7	12,7–30,5
Sd	167	1,249	0,187	17,7	11,5–27,3
Sdm	66	1,138	0,220	13,7	8,3–22,8



визначені за ними відстані. Як бачимо, невизначеність відстаней визначається множителем, який становить $\sim 2,5$.

Для еліптичних галактик діапазон значень лінійних діаметрів ще більший: від значень порядку мегапарсека для cD-галактик до сотень парсек для карликових систем. Тому визначення відстані за лінійним розміром галактик, якщо і можливе, то потребує детальної морфологічної диференціації.

5.9.2. Області НІІ іонізованого водню

Використовувати за індикатор відстані розміри областей іонізованого водню НІІ запропонували С. Гам та Ж. де Вокулер (1953). Як і для деяких інших індикаторів, тут доцільно застосувати статистичний підхід, оскільки розміри областей сильно варіюють. Вимірявши області НІІ, отримали суттєве розходження в оцінці їх розмірів. Так, Серсик (1960) за спостереженнями на 5-метровому телескопі обсерваторії Маунт-Паломар оцінив діаметри як 20 пс найбільших серед 369 областей НІІ у галактиці М33. Сендейдж (1962) отримав набагато більші розміри: ~ 200 пс для середньої з п'яти найбільших областей НІІ у М33 та Великій Магеллановій Хмарі. Сендейдж та Тамман (1974) виміряли діаметри D областей НІІ у 11 галактиках Місцевої групи та в NGC 2403 з групи М81, відстань до якої вони вперше визначили за цефеїдами. Вони знайшли залежність D від класу світності й типу галактики, одержавши в середньому для найбільших $D = 550$ пк у ScI-галактик (галактики Sc класу світності I) і тільки 110 пк для Iгг. Воронцов-Вельямінов (1974) знайшов у парі галактик NGC 2535-2536 два комплекси НІІ, кожний розмірами 2000 пк, у NGC 646 є комплекси довжиною до 2400 пк. Незважаючи на розбіжність оцінок максимальних розмірів областей НІІ, за усередненими значеннями розмірів областей одержують відстані, що узгоджуються з відстанями за іншими індикаторами. Однак за сучасним станом індикатор за розмірами областей НІІ не вважається надійним.

5.9.3. Кільцеві структури та молекулярні кільця

Де Вокулер (1956) запропонував використовувати за індикатори відстані кільця, які часто є чітко спостережуваними в спіральних галактиках, особливо у перетнутих спіралях. Стати-

стично за 35 яскравими галактиками він розрахував, що лінійний діаметр кільця дорівнює 6 кпк (з прийняттям сучасного значення сталої Габбла в 72 (км/с)/Мпк). За Воронцовим-Вельяміновим (1960), діаметр кільця в різних галактик варіює не як 1 : 2, як вважав де Вокулер, а набагато більше — 1 : 3, тому є досить неточним індикатором відстані. У кращому випадку цей метод можна застосувати до групи або до скупчення, якщо там є кілька галактик з кільцями.

Й. Софуе (1991) дійшов висновку, що молекулярні хмари, які спостерігаються переважно у міліметрових хвилях у лінії CO, утворюють у ядерних областях близьких галактик кільця двох типів: компактні з радіусом (200 ± 40) пк та широкі з радіусом ($750 \pm \pm 100$) пк. Якщо встановити, якого типу кільце спостерігається у галактиці, то з точністю до ~20 % можна визначити відстань до неї (відстань за кутовим діаметром) в межах до 100 Мпк.

5.10. Абсолютні зоряні величини та класи світності

Головний висновок про абсолютні зоряні величини як індикатор відстані такий, як і для лінійних діаметрів, — вони є ненадійним індикатором, надто в широких межах знаходяться світності галактик. Але якщо дещо звужити клас об'єктів, то метод визначення відстаней за видимими величинами можна використати для грубих оцінок. Наприклад, цей метод використовується для лацертид. Це об'єкти типу квазарів, особливістю яких є сильна змінність блиску, але на відміну від квазарів вони не мають або майже не мають широких емісійних ліній у спектрі, за якими визначають червоні зміщення. Тому для цих об'єктів шукають інші індикатори відстаней. Зокрема Б. Сбаруфаті та інші (2005) визначили відстані для 42 лацертид за функцією світності батьківської галактики (host galaxy). Виявилось, що розподіл був близький до гауссівського з середнім $-22^m,8$ та стандартним відхиленнями $0^m,5$. Точність методу визначається шириною гауссіана, на рівні 1-сигма вона становить приблизно 25 %.

Як уже йшлося, ван ден Берг (1960) встановив три класи світності (I—III) для Sb і SBb, п'ять класів для Sc, SBc і класи світності I—IV для Iг. Крім того, він виділяв проміжні класи I—II, II—III і т. д., охоплюючи для яскравих галактик діапазон абсолютних величин від $-20^m,4$ (Sb I) до $-16^m,1$ (Sc і Iг IV—V).



Ю.П. Псковський (1961) перекалібрував класи світності ван ден Берга та виявив, що розкид абсолютних величин у класах світності ван ден Берга не менше як 1^m , що відповідає $\sim 50\%$ відносної точності визначення відстані.

Чисто морфологічна класифікація за класами світностей не залежить від відстані (вона дає відносні відстані). Є сенс використовувати цей індикатор для оцінок, наприклад, коли відстані за червоним зміщенням мають великі похибки внаслідок великих пекулярних рухів галактик.

5.11. Наднові зорі

5.11.1. Класифікація наднових

У 1919 році Лундмарк дійшов висновку, що є особливий клас зір, відмінний від звичайних нових тим, що їхня світність набагато вища. Праці Бааде, а особливо Цвіккі, а також спектрограми Г'юмасона й Мінковського наприкінці 1930-х років сприяли виявленню особливостей і розмаїтості наднових зір. Особливо багато уваги їм приділив Цвіккі. У 1936—1941 роках він виконував «службу наднових» (моніторинг) за допомогою 18-дюймового телескопа Шмідта (обсерваторія Маунт-Уїлсон), систематично фотографуючи області неба, багаті на галактики. За цей час Цвіккі відкрив 19 наднових зір і встановив, що в середньому в одній галактиці один спалах надгової відбувається один раз за 360 років і що в максимумі вони лише на 2^m слабкіші, ніж найяскравіші галактики.

Унаслідок накопичення даних виникла необхідність розглядати різні класи наднових. Класифікація почалася з праці Мінковського (1941), у якій він встановив, що існує принаймні два основних типи наднових. Фізика процесів була ще не зовсім зрозумілою, тому класифікація ґрунтувалася на особливостях спектра наднових та форм кривих блиску. Оскільки наднові спостерігаються здебільшого поблизу максимуму блиску, то класифікацію здійснювали переважно за спектром фази максимального блиску. Цей спектр розглядають як накладання термального континуума та ліній поглинання, отриманих унаслідок резонансного розсіяння. Це означає, що класифікація ґрунтується на хімічних і фізичних властивостях зовнішніх шарів зорі, що вибухає.

Так, два основні типи були розділені Мінковським залежно від наявності чи відсутності в спектрі ліній водню: у наднових

типу I їх немає, а типу II — є. Наднові типу I також характеризуються глибоким поглинанням у лінії 6150 \AA , яка, однак, є не у всіх наднових, останні розглядаються як пекулярні наднові типу I. Типу I наднових властивий спочатку швидкий спад блиску після максимуму, а потім повільніший прямолінійний. Тип II характеризується спектром, подібним до спектрів звичайних нових, що згодом змінюється, але за швидкості викиду оболонки більшої, ніж у нових, до 6000 км/с . Криві їхнього блиску різні, але після максимуму їхній блиск зменшується повільніше, ніж у наднових типу I.

У 1956 році Цвіккі організував Міжнародну службу наднових, до якої входили багато країн, зокрема СРСР. Систематично фотографували ділянки неба, багаті на близькі галактики. Особливу увагу викликало виявлення наднових у скупченнях галактик для надійного встановлення дуже далеких відстаней. За 10 років було відкрито майже 100 наднових; кількість відомих до 1956 року таких об'єктів збільшилася майже втричі. При цьому було відкрито невелику кількість наднових у скупченнях галактик, що мають радіальні швидкості понад $10\,000 \text{ км/с}$.

Довготривалі систематичні спостереження виявили багато властивостей наднових зір, зокрема на пізніх стадіях, унаслідок чого було введено нові типи наднових. У 1960-х роках Цвіккі висловив думку, що існує вже не два, а п'ять типів наднових зір. Тип III подібний до типу II, але в їхніх спектрах континуум залишається яскравим не дні, а тижні, і смуги випромінювання водню вдвічі ширші. Він вважав, що це пояснюється дуже масивними оболонками, що викидаються, з масами у сотні мас Сонця. Інтенсивність яскравості смуг у спектрах наднових типу IV, що з'являються згодом після максимуму, з дня в день істотно змінюються. У типі V наднових емісії спектра є так само сильними, як у звичайних нових, але навіть через 18 місяців заборонені лінії не з'являються, ймовірно, внаслідок великої щільності і маси оболонки. Докладніші відомості про ранні дослідження наднових є в огляді Мінковського (1964).

Наднові типу I спалахують у галактиках будь-якого типу, у будь-якій їхній області, і тому пов'язуються з населенням типу II. Так, наднові в еліптичних галактиках не спостерігаються, а в спіральних надають перевагу області рукавів, і їх пов'язують з населенням типу I. У них УФ-випромінювання яскравіше, тому їх можна відрізнити за кольором від наднових типу I, якщо кри-



Рис. 5.11. Зображення близької наднової SN 1994D, отримане за допомогою Космічного телескопа Габбла

ва блиску ненадійна, а спектр не було отримано. У гігантських галактиках наднові спалахують частіше, ніж у карликових. Енергія одного лише світлового випромінювання наднових досягає 10^{48} — 10^{51} ерг.

У середині 1980-х років почали з'являтися дані про те, що пекулярні наднові типу I містять клас, фізично відмінний від інших. Він характеризується наявністю ліній He I. Цей клас назвали типом SNIb, а «класичні» наднові типу I — SNIa. Ще один підклас наднових без ліній гелію назвали тип SNIc (рис. 5.11).

Лише досить недавно у фізиці було внесено ясність щодо вибуху для різних підтипів наднових. Згідно з сучасними уявленнями наднові типу Ia асоціюються з термоядерним вибухом акреціюючого білого карлика у подвійній системі, а інші наднові — з колапсом ядра масивної зорі. Колапс призводить до утворення нейтронної зорі, зайва маса (більша ніж $10 M_{\odot}$) викидається назовні зі швидкістю порядку 5000 км/с у вигляді водневої оболонки. При вибуху наднової Ia швидкості оболонки перевищують 5—10 тис. км/с.

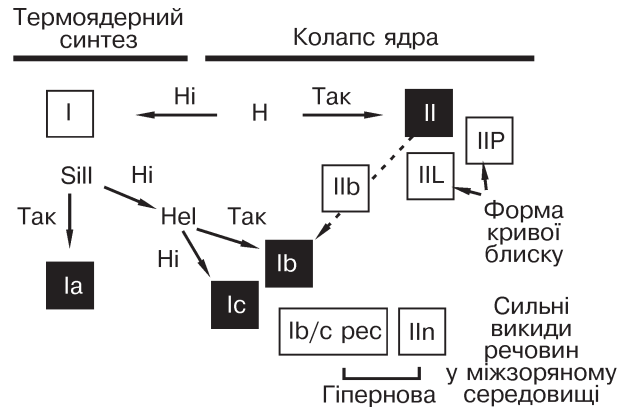


Рис. 5.12. Класифікаційна схема для наднових (Туратто М., 2003)

У сучасній класифікації лишилися тільки два типи наднових, які розділяються на підтипи. Типи III, IV, V, що ввів Цвіккі, увійшли у тип II. Класифікаційну схему наведено на рис. 5.12.

Наднові типів Ib та Ic, що відрізняються від Iа відсутністю ліній кремнію, виникають тільки у спіральних галактиках та асоціюються з колапсом ядер масивних протозір, які є, можливо, більш масивними, ніж зорі типу II. Наднові Ib та Ic виявляють відносно сильну емісію у радіодіапазоні, яка, ймовірно, виникає при надходженні ударних хвиль від вибуху в щільному міжзоряному середовищі. Тобто ці зорі, можливо, заглиблені у водневе та/або гелієве оточення.

Деякі пекулярні наднові типів Ib, Ic та IIIn з енергіями вибуху, більшими ніж 10^{52} ерг, часто називають гіперновими.

5.11.2. Наднові типу Iа

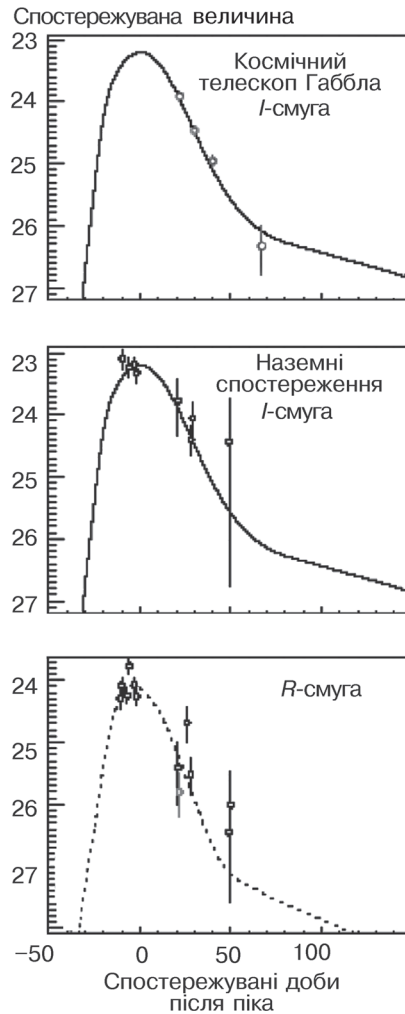
У 1961 році Цвіккі зазначав, що наднові типу I є добрими індикаторами відстаней до галактик. У 1968 були надані (Коваль Ч., 1968) свідчення того, що за надновими типу I добре визначається габблівська діаграма (залежність модуля відстані від логарифма червоного зміщення), за якою можна знайти з високою точністю сталу Габбла. У 1985—1987 роках було опубліковано низку праць із досліджень кривих блиску та спектрів наднових типу I, з яких випливало, що цей клас наднових

Рис. 5.13. Усереднені криві блиску наднової SN 1997ар, яка спалахнула у галактиці на $z = 0,83$ та спостерігалася за допомогою Космічного телескопа Габбла (а) та наземних телескопів (б, в) (Перлмуттер С. та ін., 1998)

потрібно розбити на підкласи. Для вимірювання відстаней прийнятним є підклас Ia — SNIa. Для наднових цього типу дисперсія пікової (максимальної) яскравості становила $0,4\text{--}0^m,6$. Теоретичні моделі свідчили, що така стандартна свічка виникає через термоядерний вибух вуглецево-кисневих білих карликів, які досягли чандрасекарської межі мас. Унаслідок цього вибуху виникає такий потужний спалах випромінювання, що його можна спостерігати з наземних телескопів до червоних зміщень, близьких до $z = 1$, а з космічних телескопів — при $z = 1$ та більших значеннях.

На рис. 5.13 показані згладжені криві блиску для наднової SN 1997ар, яка спалахнула у галактиці на $z = 0,83$, спостережуваної за допомогою Космічного телескопа Габбла та наземних телескопів. Наведемо характерні особливості блиску наднових SNIa:

- швидке зростання блиску протягом кількох днів;
- більш повільне і в цілому нелінійне зменшення блиску протягом приблизно 50—60 діб;
- майже лінійне зменшення блиску на часовому інтервалі від 50 до 60 діб.



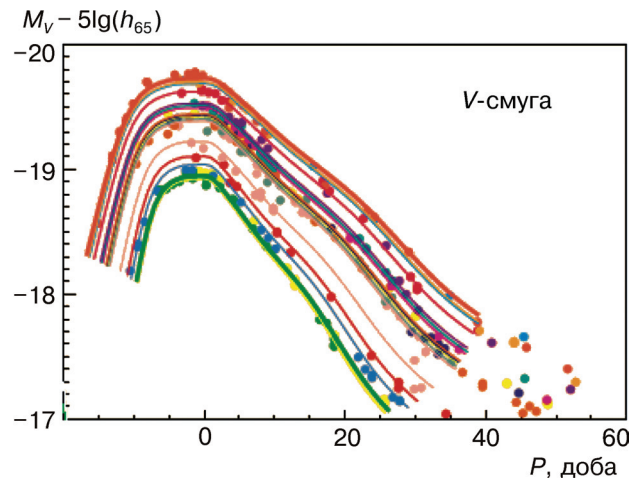


Рис. 5.14. Криві блиску сукупності наднових типу Ia (Перлмуттер С. та ін., 1998)

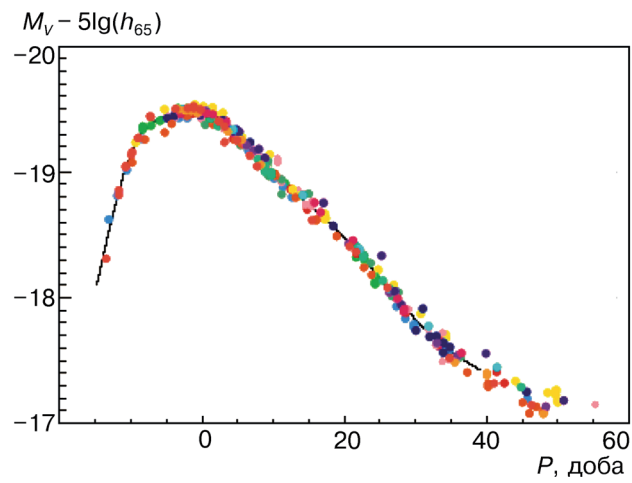


Рис. 5.15. Нормовані криві світності наднових Ia (Перлмуттер С. та ін., 1998). Масштаб кривої блиску скоригований за коефіцієнтом розтягу

Дисперсія пікової яскравості $0,4-0,6^m$ зумовлює досить велику похибку у визначенні відстані — приблизно 25 %. Але для наднових типу Ia була відкрита кореляційна залежність тривалості зменшення яскравості від пікової: найяскравіші наднові



є повільнішими, найслабкіші — швидкішими. Виявилось, що форми кривих блиску дуже подібні. Цей факт було відкрито завдяки працям М. Філіпса (1993) і А. Ріса та інших (1993) (рис. 5.14). Тоді, підбираючи певний коефіцієнт розтягу (stretch-factor), можна всі криві блиску звести до деякої стандартної кривої, яка досить добре «підганяє» дані аж до 45 діб після піка світності. Так похибку «нормованого максимуму» яскравості вдалося зменшити до $0^m,15$ (Гамуї М. та ін., 1995), що становить приблизно 7 % точності визначення відстаней.

На рис. 5.15 проілюстровано, як з урахуванням коефіцієнта розтягу можна досягти кращої якості визначення абсолютної пікової світності i , отже, відстані до наднової.

Наведемо один із прикладів (Воген Т. та ін., 1995) визначення пікової світності наднової типу Ia (SN Ia):

$$\langle M_B(\text{max}) \rangle = -18,86 \pm 0,06 + 5 \lg(H_0 / 75) \quad (5.29)$$

за дисперсії $0^m,3$. Це значення отримано для вибірки 25 близьких наднових з кольором $-0,25 < B - V < +0,25$.

5.11.3. Наднові Ia та революція у космології

У сучасній астрономії оцінки відстаней за надновими набули вирішального значення у встановленні космологічного співвідношення густин звичайної баріонної матерії, темної матерії та темної енергії. У 1998 році після приблизно 10-річних накопичень даних дві групи дослідників, що працювали над проектами The Supernova Cosmology Project та High-Z Supernova Search, опублікували результати вимірювання відстаней за надновими, які у комплексі з даними вимірювань анізотропії реліктового випромінювання здійснили революцію у космології.

До складу першої групи (С. Перлмуттер та інші) входили вчені з Інституту ядерної фізики та астрофізики елементарних частинок (Institute for Nuclear and Particle Astrophysics), Національної лабораторії Лоуренса в Берклі (Lawrence Berkeley National Laboratory, Berkeley, California), Європейської Південної Обсерваторії (ESO), Англо-Австралійської обсерваторії тощо. Ця група використовувала дані про 42 наднові на червоних зміщеннях від 0,18 до 0,83, що були відкриті за допомогою телескопа у Серро-Тололо (Чилі), починаючи з 1988 року. Спостереження за надновими велися на найбільших телескопах світу (Keck, VLT, Herschel), зокрема і на Космічному телескопі Габбла.

Друга група працювала за проектом High-Z Supernova Search (HZSS). До неї входили Шмідт, Піс, Філіппенко та інші з Department of Astronomy, University of California, Berkeley, Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics, Cambridge, Cerro Topolo Inter-American Observatory, Chile тощо.

Основним результатом роботи обох груп було визначення космологічного параметра уповільнення $q_0 = \frac{1}{2}\Omega_0 - \Omega_\Lambda$ (Ω_0 — відношення густини матерії до так званої критичної густини; Ω_Λ — відношення густини темної енергії (космологічної сталої) до критичної густини). Перші оцінки, отримані за проектом The Supernova Cosmology Project (SCP), — $\Omega_0 = 0,28 \pm 0,09$ (для плоского тривимірного простору, коли $\Omega_0 + \Omega_\Lambda = 1$) (Перлмуттер С. та ін., 1999). За результатами проекту High-Z Supernova Search за приблизно 30 надновими було визначено $\Omega_0 = 0,4 \pm 0,4$ (для плоского тривимірного простору) (Піс А. та ін., 1998). Значення $q_0 = \frac{1}{2}\Omega_0 - \Omega_\Lambda$ визначали апроксимацією залежності модуля відстані до наднової від червоного зміщення (діаграма Габбла). У постгабблівському наближенні ця залежність має вигляд формули (5.10). На 1999 рік було акумульовано дані для 115 наднових (astro-ph/9908237), на 2005 рік — для 230 наднових. Подальшими уточненнями отримали значення, які часто наводять у науковій та популярній літературі:

$$\Omega_0 = 0,3, \Omega_\Lambda = 0,7.$$

Як бачимо, параметр уповільнення q_0 набуває від'ємного значення, тобто Всесвіт розширюється з прискоренням. У всіх попередніх спробах визначити $q_0 = \frac{1}{2}\Omega_0 - \Omega_\Lambda$ з'являлося додатне значення, і прискорене розширення було досить несподіваним.

Отже, було виявлено, що розширення Всесвіту відбувається прискорено. Показано, що результати вимірювань несумісні з припущенням про рівність нулю космологічної сталої, найбільш ймовірне її значення — $\Omega_\Lambda = 0,7$. У рамках Загальної теорії відносності Ейнштейна на підставі вимірювань дійшли висновку, що за прискорене розширення Всесвіту відповідає нова форма енергії — нова вакуумна форма густини енергії, або космологічна стала, невідомий тип або частинок, або фундаментально-



го поля, що зародився при утворенні Всесвіту. На цьому етапі розширення Всесвіту такий тип енергії спричиняє «розштовхування» матерії проти сил гравітаційного стиснення.

5.11.4. Наднові типу ІІР

Наднові типу ІІ — зорі, що вибухають. Вони характеризуються сильними емісійними водневими лініями, які утворюються під час колапсу ядра масивної зорі з масою, більшою як $8 M_{\odot}$. У цих об'єктів істотно варіюють абсолютні світності (до 5 величин), форми кривих блиску та спектри залежать від властивостей їх прототипів на час колапсу ядра та густини середовища, в яке вони занурені. Підклас наднових типу ІІ з плато (SN ІІР) містить добре визначену сім'ю наднових, у кривій блиску яких є плато, бальмеровські лінії мають широкі профілі, а також у них низька радіоемісія. Ці наднові за протозорю мають червоний надгігант, для якого втрата маси не є відчутною. Він здатний утримати багате на водень оточення, яке існувало до вибуху.

М. Гамуї (2003) на вибірці 24 наднових показав, що за врахування залежності світності наднових від червоного зміщення можна стандартизувати світність цих об'єктів. Результуюча діаграма Габбла (залежність світності від червоного зміщення) має розкид приблизно $0^m,3$, що зумовлює похибку відстані 15%. Це підтверджує можливість використання наднових типу SN ІІР як індикаторів відстані. Хоча точність визначень за SN ІІР у два рази нижча, ніж за SN Іа, але використання потужних телескопів дає змогу простежити наднові до 23^m до $z = 0,3$ та незалежним чином перевірити шкалу відстаней, побудовану за SN Іа.

5.12. Флуктуації поверхневої яскравості

Вперше метод визначення відстаней за флуктуаціями поверхневої яскравості (Surface Brightness Fluctuations — SBF-метод) був запропонований Дж. Тонрі та Д. Шнайдером (1988). Метод полягає у вимірюванні флуктуацій світності динамічно гарячих систем (з великою дисперсією зоряних рухів) унаслідок флуктуації кількості зір на елемент розділення (піксел). Флуктуації яскравості залежать від відстані: більш близькі галактики здаються більш структурованими, флуктуації для них більші, ніж для да-

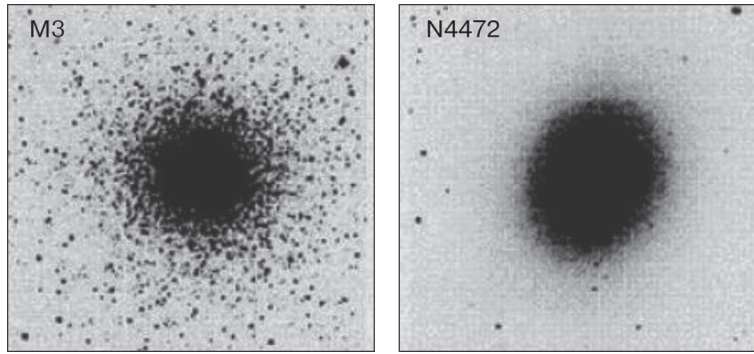


Рис. 5.16. Зображення кулястого скупчення М3 та еліптичної галактики М49 (NGC 4472)

леких галактик. Значення флуктуацій залежать також від властивостей найяскравіших зір у даній популяції. Звичайно, огляди SBF-відстаней формуються на підставі вимірювань у I -смузі або в інших ІЧ-смугах, де ефекти віку зір та металічності істотно не виявляються, а флуктуації яскравості максимальні.

Цей метод проілюстровано на рис. 5.16. Для близького об'єкта — кулястого скупчення М3 — флуктуації поверхневої яскравості набагато більші, ніж для еліптичної галактики NGC 4472 (М49, 18,3 Мпк).

Метод можна застосовувати лише для еліптичних галактик з їхнім плавним розподілом яскравості, та не можна застосовувати для спіральних галактик, особливо для спіральних рукавів зі значними стрибками яскравості, хіба що для центральних областей спіральних галактик ранніх типів — балджів, що подібні за структурою до еліптичних галактик.

З використанням цього методу перший варіант каталогу SBF-відстаней був опублікований Тонрі та іншими (1997). Він містив відстані до 400 галактик до $H_0 r = 4000$ км/с (у позагалактичній астрономії відстані часто подають у кілометрах за секунду, маючи на увазі добуток $H_0 r$) з повним покриттям області $H_0 r < 2000$ км/с, з досить повним — 2000 км/с $< H_0 r < 2800$ км/с та з частковим покриттям — 2800 км/с $< H_0 r < 4000$ км/с, точність визначення відстаней становить у середньому 8 %. Порівнянням з відстанями, визначеними за іншими методами, одержуємо непогану узгодженість.



5.13. Метод Таллі—Фішера

На сьогодні залежність Таллі—Фішера (ТФ) є найпоширенішим методом визначення відстаней до спіральних та неправильних галактик. Кореляція між світністю та швидкістю обертання для галактик пізніх класів була відома вже давно. Її розглядав та навіть оцінював за нею відстань до М31 Е. Опік (1922). Спроби Габбла (1936) визначити відстані за цим методом були невдалими, тому й індикатор відстаней на базі цієї залежності не був прийнятним. Балковський та інші (1974) визначили її як залежність світності від ширини водневої радіолінії 21 см, яка є мірою обертання галактики. Проте її відкриття як індикатора відстаней пов'язане з іменами Таллі та Фішера (1977), які першими строго обґрунтували можливість її використання.

5.13.1. Варіанти залежності Таллі—Фішера

Розглядають декілька варіантів цієї залежності. Самі автори визначили її як залежність абсолютної величини або лінійного діаметра галактики від ширини W профілю радіолінії 21 см. Оскільки в еліптичних галактиках водню набагато менше, ніж у спіральних, то ТФ-залежність застосовують для спіралей та неправильних галактик.

Спіральні та неправильні галактики є як галактиками поля, так і входять до складу скупчень, знаходячись переважно на їх периферії. Тому ТФ-залежність є зручною для картографування великомасштабної структури, дослідження негабблівських рухів (пекулярних швидкостей). Крім того, оскільки Місцева група галактик складається головним чином зі спіральних та неправильних галактик і цефеїди прив'язані до таких галактик, то ТФ-залежність можна калібрувати за цефеїдами. Це дає можливість у один крок поширити цефеїдну шкалу від найближчих галактик до галактик на відстанях у декілька сотень мегапарсеків.

У найпоширенішому варіанті ТФ-залежність з абсолютною зоряною величиною записують у вигляді

$$M = M_0 + k \lg W. \quad (5.30)$$

Якщо певним чином визначено параметри залежності — коефіцієнт нахилу k та нуль-пункт M_0 , тобто ТФ-залежність відкалібрована, то за спостережуваною величиною — шириною лінії — можна оцінити абсолютну зоряну величину. Тоді за формулою

$$M = m + 5 - 5 \lg(d \text{ [пк]}) = m - 25 - 5 \lg(d[\text{Мпк}]), \quad (5.31)$$

якщо відомо видиму зоряну величину m , визначають фотометричну відстань до галактики. При цьому за видимою зоряною величиною із загальних міркувань краще приймати повну величину (у певному фільтрі), ніж визначену певним чином апертурну величину.

Часто замість абсолютної зоряної величини використовують лінійні розміри галактик і відповідно замість видимої величини — кутові розміри. Найчастіше використовують логарифмічну форму залежності. Тоді замість (5.30) маємо вираз

$$\lg D = \lg D_0 + k \lg W, \quad (5.32)$$

а замість (5.31) —

$$D[\text{пк}] = \delta[\text{рад}] d[\text{пк}] = \frac{\delta'' \cdot 10^6}{206\,265} d[\text{Мпк}]. \quad (5.33)$$

Залежність (5.32) називають залежністю Таллі—Фішера у варіанті лінійний діаметр—ширина лінії. Інтерпретація відстані за (5.33) є складнішою, ніж за (5.31). На перший погляд, — це відстань за кутовим діаметром. Але, зазвичай, кутові діаметри прив'язують до певної ізофоти, наприклад до ізофоти $25^m/\square''$. Оскільки має місце релятивістський ефект Толмена, такі діаметри (ізофотні діаметри) залежать і від профілю поверхневої яскравості. Відповідно і відстань є відстанню за ізофотним кутовим діаметром за певного профілю зменшення поверхневої яскравості. У разі невеликих червоних зміщень відмінностями у типах відстаней, однак, нехтують, як нехтують і залежністю поверхневої яскравості від червоного зміщення.

Ширини W лінії 21 см вимірюють у кілометрах за секунду, маючи на увазі, що

$$W = c \Delta z \equiv c \frac{\Delta \lambda}{\lambda}, \quad (5.34)$$

де $\Delta \lambda$ — ширина лінії; c — швидкість світла. Ширину W вимірюють на певному рівні від пікового значення в лінії, наприклад на рівні 50 % або 20 %. Характерні значення W_{50} знаходяться в інтервалі 70—80 км/с для карликових спіральних галактик і до 600—800 км/с для гігантських спіралей. Ширина лінії є мірою швидкості обертання галактики. Чим більша лінійна швидкість, тим більшим є діапазон червоних зміщень відносно червоного

зміщення центральної частини галактики, тобто тим більша ширина лінії. Найчастіше приймають, що

$$W_{50} \approx 2V_m. \quad (5.35)$$

Тут V_m — характерна лінійна швидкість обертання, виміряна в оптичному діапазоні. В разі, коли крива обертання галактики (тобто залежність лінійної швидкості обертання від відстані до центру галактики) має максимум, V_m є максимальним значенням. Для плоских кривих обертання V_m — значення на плоскій ділянці залежності, для зростаючих кривих обертання V_m — значення з найбільшою кривиною залежності (див. розд. 6). Формулу (5.35) (або більш точні залежності між V_m та W) використовують, зокрема, коли для збільшення вибірки галактик, для яких будується ТФ-залежність, об'єднано масиви радіо- та оптичних спостережень (наприклад, у лінії H_α).

На рис. 5.17 наведено характерні профілі лінії 21 см для галактик з каталогу RFGC плоских спіральних галактик, видимих із ребра. Для галактик, які спостерігаються не з ребра, а під кутом i (між радіальним напрямком та віссю симетрії галактики), виміряну ширину лінії або максимальну швидкість обертання необхідно коригувати за нахил — звести до стандартного положення з ребра, а потім коригувати за космологічним розширенням — звести до ширини на момент випромінювання:

$$W_c = \frac{W}{(1+z)\sin i}. \quad (5.36)$$

У цьому разі нахил галактики визначають за формулою Габбла:

$$\cos^2 i = \frac{(b/a)^2 - u^2}{1 - u^2}. \quad (5.37)$$

Тут b/a — видиме відношення малої видимої осі до великої; u — дійсне відношення осей. Значення u приймають певним для кожного морфологічного типу.

Часто ширини коригують також як турбулентні рухи. Це зумовлено тим, що швидкість зір у спіральній галактиці крім орбітальної компоненти завжди має і випадкову теплову або турбулентну компоненту, яка також призводить до розширення лінії 21 см. Ця компонента досягає найбільших значень для еліптичних галактик, однак для спіралей, особливо з помітними балджа-

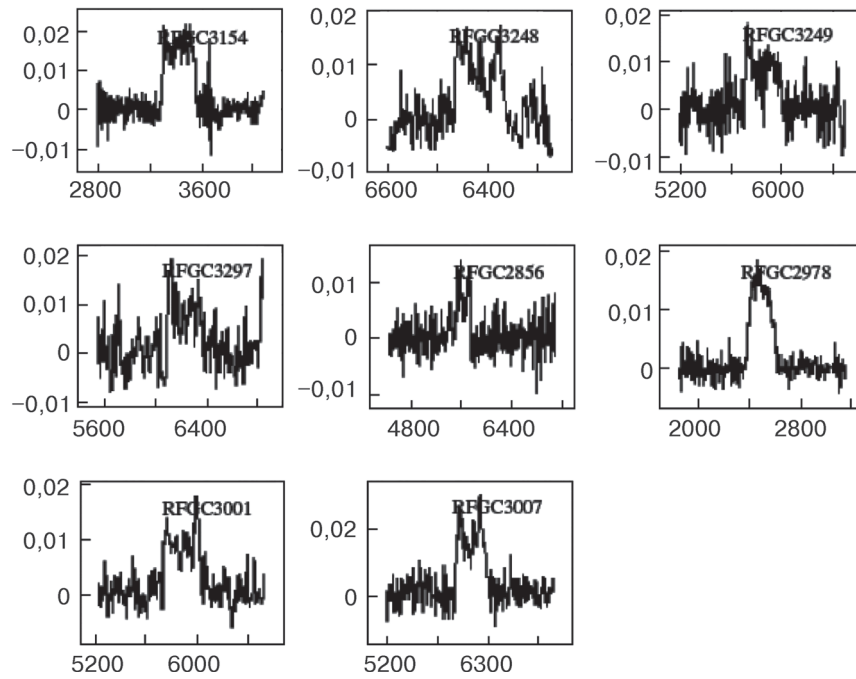


Рис. 5.17. Приклади профілей радіолінії 21 см для галактик каталогу RFGC. Уздовж осі абсцис відкладено значення радіальної швидкості cz у системі мікрохвильового випромінювання, а осі ординат — радіопотік в умовних одиницях. Профілі отримані за допомогою 100-метрового радіотелескопа в Ефельсберзі (Німеччина (Мітронова С. та ін., 2005))

ми, вона також є вагомою. Найбільш поширений емпіричний спосіб поправки за турбулентністю запропонували Б. Таллі та П. Фуке (1985).

Параметр ширини обертового профілю галактики W_R (що входить в аргумент ТФ-залежності) визначають через спостережувану ширину W_{20} за квадратичною емпіричною формулою:

$$W_R^2 = (W_{20} - W_t) \left\{ W_{20} - W_t + 2W_t \exp \left[- (W_{20}/W_c)^2 \right] \right\}. \quad (5.38)$$

Тут W_t характеризує амплітуду турбулентного (випадкового) руху, параметр W_c визначає профіль лінії. Автори прийняли, що $W_t = 38$ км/с, $W_c = 120$ км/с. Якщо відношення W_{20}/W_c є великим, то формула (5.38) асимптотично переходить у лінійну за-



лежність $W_R = W_{20} - W_t$. Для карликових систем корекцію або не виконують, або у праву частину вводять додатковий доданок $4W_k^2$ ($W_k = 17$ км/с), який гарантує додатність величини W_R . Використовують також спрощену лінійну корекцію: $W_R = W_{20} - W_t$ ($W_t = 6,5$ км/с) (Джіованелі зі співробітниками обсерваторії Аресибо (Пуерто-Рико)).

Спостережувані значення видимої зоряної величини коригують за внутрішнє поглинання у галактиках, за поглинання у Галактиці, вводять еволюційну та K -поправки (див. розд. 7).

Безпосередньо Таллі та Фішер використовували дані фотометрії у B -смузі. Але Ааронсон та інші у серії праць за 1979—1982 роки (наприклад, Ааронсон М. та ін., 1979) довели переваги застосування ІЧ-фотометрії: менше поглинання у самих галактиках та Молочному Шляху (у H -смузі лише 10 % поглинання у B -смузі); у галактиках пізніх типів ІЧ-емісія визначається старим червоним населенням, світність якого добре «відстежує» масу галактики (корелює з масою), тобто відношення маси до світності змінюється неістотно.

Також Ааронсон та інші з'ясували, що коефіцієнт нахилу ТФ-залежності змінюється залежно від смуги: збільшується від B - до ІЧ-смуг, і що найкраще використовувати ТФ-залежність у H -смузі. Пізніші результати фотометричних ПЗЗ-досліджень, проведених низкою авторів, свідчили про переваги ТФ-залежності у R - та I -смугах. Зокрема, Пірс та Таллі (1988) показали, що «внутрішня» дисперсія ТФ-залежності становить 0,37, 0,31 та 0^m,28 відповідно у B -, R - та I -смугах. «Внутрішня» дисперсія — це розкид залежності, зумовлений варіюванням фізичних умов у галактиках, а не похибками вимірювань характеристик, використовуваних при побудові ТФ-залежності. Тоді, вилучаючи зовнішні причини розкиду (похибки вимірювань), у визначенні відстаней можна, використовуючи ІЧ-залежність, досягти точності 15 %. За даними Сендейджа, мінімальне значення «внутрішньої» дисперсії є не меншим ніж 0,64 (у B -смузі).

Калібрування ТФ-залежностей відбувається зазвичай за тими галактиками, для яких незалежним способом розраховано відстані. Як приклад, наведемо ТФ-залежності у чотирьох смугах: B , V , R , I , отримані за 21 галактикою, з відстанями, визначеними за цефеїдами в ході виконання Ключового проекту за допомогою Космічного телескопа Габбла (Сакаї та ін., 1999):

$$B_T^c = -7,85(\pm 0,71)(\lg W_{20}^c - 2,5) - 19,70(\pm 0,11), \quad (5.39)$$

$$V_T^c = -8,81(\pm 0,82)(\lg W_{20}^c - 2,5) - 20,27(\pm 0,12), \quad (5.40)$$

$$R_T^c = -8,68(\pm 0,71)(\lg W_{20}^c - 2,5) - 20,60(\pm 0,11), \quad (5.41)$$

$$I_T^c = -9,21(\pm 0,75)(\lg W_{20}^c - 2,5) - 21,09(\pm 0,12). \quad (5.42)$$

Тут аргумент залежності — логарифм скоригованої ширини лінії на рівні 20 % без приблизно середнього значення логарифма для вибірки (мінус 2,5). Як бачимо, зі збільшенням довжини хвилі коефіцієнт нахилу зростає. Зауважимо, що теоретичне значення цього коефіцієнта дорівнює 10, тобто $L \propto W^4$. (Цю пропорційність доведено в п. 5.13.2.)

Часто ТФ-залежність калібрують на тій самій вибірці, для якої визначають відстані. Для цього, крім видимих величин та ширин, необхідно знати червоне зміщення галактик вибірки для обчислення нульового наближення для відстаней за законом Габбла:

$$d = \frac{cz - V_{pec}}{H_0} \quad (5.43)$$

(або за постгабблівськими формулами (5.12), (5.13), або за точними формулами однорідних космологічних моделей). Пекулярна швидкість V_{pec} в (5.43) обумовлена відхиленнями від закону Габбла, спричиненими локальними неоднорідностями розподілу матерії. У найпростішому випадку апіорними пекулярними швидкостями нехтують. Тоді параметри $\{M_0, k\}$ ТФ-залежності (5.30) знаходять, припускаючи певний розподіл різниць правих частин (5.30) і (5.31):

$$\Delta \equiv M_0 + k \lg W - m + 25 + 5 \lg \frac{cz}{H_0}.$$

Найпростіший варіант — мінімізація суми квадратів відхилень $S = \sum \Delta^2$. Отже, щоб таким способом одночасно відкалібрувати ТФ-залежність та знайти індивідуальні відстані до галактик певної вибірки, необхідно знати набір трьох спостережуваних величин: W , m , z — відповідно ширина лінії, зоряна величина та червоне зміщення. Найпростіше з цих трьох величин визначити червоне зміщення. Складніше виконати фотометрію та знайти



видиму зоряну величину (використовують різні зоряні величини, зокрема інфрачервоні). Найскладніше визначити ширини радіо-лінії. Для далеких галактик (до $V_r = 20\,000$ км/с) їх можна виміряти лише за допомогою найбільших радіотелескопів (305-метровий в Аресибо (Пуерто-Рико) та 100-метровий у Ефельсберзі (Німеччина)).

У іншому варіанті ТФ-залежності з лінійним діаметром коефіцієнти в (5.32) можна визначити за набором трьох величин: W , δ , z — відповідно ширина, кутовий діаметр і червоне зміщення. При цьому необхідно, щоб масиви кутових діаметрів були однорідними.

Із введенням ПЗЗ-камери як основного оптичного детектора значно поліпшилася якість поверхневої фотометрії галактик і, отже, якість ТФ-залежності. Точність визначення повної зоряної величини досягла 5 %. Крім того, ПЗЗ-фотометрія дала змогу поліпшити оцінки кута нахилу галактик, що необхідно у разі зведення ширини до стандартного положення з ребра.

У 1981 році Фішер і Таллі започаткували огляд на лінії 21 см — банк даних для ТФ-залежності. Ці дані застосовують у багатьох дослідженнях поля пекулярних швидкостей. На 2007 рік співробітники обсерваторії в Аресибо створили банк ТФ-даних (з I -величинами) для 4053 галактик (Спрінгоб Х. та ін., 2007). За іншим проектом — KLUN (Kinematic of the Local Universe) на той час було зібрано ТФ-дані для 3126 галактик, які використовуються для вивчення великомасштабних потоків (Тьюро Ж. та ін., 2006). Вибірка плоских галактик, видимих з ребра, з каталогу 2MFGC містить 3084 об'єктів з ТФ-даними.

Точність визначення відстаней ТФ-методом не дуже висока: 15—20 %, але цей метод дає можливість визначити велику кількість відстаней (тисячі галактик). Це необхідно, наприклад, для досліджень великомасштабних негаблівських рухів (про що мова піде далі).

5.13.2. Теоретична залежність Таллі–Фішера

З фотометричних досліджень розподілу поверхневої яскравості в зображенні спіральних галактик випливає, що поверхневу яскравість, усереднену за азимутальним кутом, як функцію відстані R від центру можна добре апроксимувати (за винятком невеликої області балджу поблизу центру) експоненціальним спаданням:

$$I(R) = I_0 \exp\left(-\frac{R}{R_d}\right). \quad (5.44)$$

Тут I_0 — центральна спроектована поверхнева яскравість; R_d — довжина радіальної шкали (radial scale length) галактики (точніше диска галактики). Нехтуючи релятивістським законом Толмена, закон спадання (5.44) можна розглядати і як функцію кутових, і як лінійних відстаней від центру. Нехай R та R_d — лінійні розміри.

Вираз для повної світності галактики через параметр довжини шкали та центральну поверхневу яскравість має вигляд

$$L = 2\pi R_d^2 I_0. \quad (5.45)$$

Розглянемо масу галактики всередині радіуса R . У припущенні стаціонарного обертання вона пов'язана зі швидкістю обертання $V(R)$ на радіусі R (теорема про віріал):

$$\frac{GM(R)}{R} = V^2(R). \quad (5.46)$$

Нехай R — саме той радіус, на якому спостерігається максимум на кривій обертання, тобто

$$M(R) = \frac{V_{\max}^2 R}{G}. \quad (5.47)$$

Припустимо, що для всіх спіральних галактик виконується така пропорційність:

$$\frac{M(R)}{R} = \kappa \frac{M_{\text{tot}}}{R_d}, \quad (5.48)$$

де M_{tot} — повна маса галактики; κ — деякий множник пропорційності. Тоді, комбінуючи (5.47) та (5.48), одержуємо

$$\frac{V_{\max}^2}{G} = \kappa \frac{M_{\text{tot}}}{R_d}. \quad (5.49)$$

Звідси виражаємо R_d :

$$R_d = \kappa \frac{GM_{\text{tot}}}{V_{\max}^2}, \quad (5.50)$$

і підставляємо у (5.45). Тоді:

$$L = 2\pi I_0 \frac{\kappa^2 M_{tot}^2 G^2}{V_{max}^4}. \quad (5.51)$$

Запишемо це співвідношення так:

$$M_{tot} = \frac{V_{max}^4}{2\pi I_0 \kappa^2 G^2 (M_{tot} / L)}. \quad (5.52)$$

Якщо вважати, що добуток $I_0 \kappa^2 (M_{tot} / L)$ є сталим, то співвідношення (5.52) свідчить про пропорційність повної маси галактики четвертому степеню амплітуди обертання V_{max} спіральної галактики. Саме таку залежність найчастіше називають (теоретичною) залежністю Таллі—Фішера.

Залежність ТФ (5.52) можна записати інакше, виділивши у ліву частину світність,

$$L = \frac{V_{max}^4}{2\pi I_0 \kappa^2 G^2 (M_{tot} / L)^2}. \quad (5.53)$$

Якщо добуток $I_0 \kappa^2 (M_{tot} / L)^2$ є сталим, то логарифмічна форма (5.53) набуває вигляду

$$M \equiv -2,5 \lg L + C_1 = -10 \lg V_{max} + C_2. \quad (5.54)$$

Тут M — абсолютна зоряна величина. Як бачимо, для теоретичної ТФ-залежності потрібно, щоб коефіцієнт нахилу дорівнював 10 (у її логарифмічній формі).

На практиці C_2 у (5.54) не є сталою, що є однією з причин розкиду на залежності. При виведенні залежності (5.53) було зроблено деякі припущення.

1. Центральна поверхнева яскравість спіральних галактик є сталою. Цю умову свого часу дійсно було знайдено та названо законом Фрімана. Він виявив, що наближено виконується рівність: $\mu_0 = 21,65 \text{ m}/\square''$. Але пізніше було доведено, що це є правильним лише для яскравих галактик; для галактик низької поверхневої яскравості закон Фрімана суттєво порушується.

2. Відношення маси до світності M_{tot}/L є приблизно сталою величиною. В дійсності це відношення може варіювати для різних галактик у значних межах (від декількох одиниць у сонячних одиницях до декількох десятків та навіть до сотень одиниць). Це

відношення характеризує вміст темної матерії. З двох галактик однакової маси менш світна має більше відношення M_{tot}/L .

3. Виконується співвідношення (5.48). В дійсності воно може не виконуватися.

4. Допускається, що світність галактики повністю визначається світністю диска, тобто нехтується світність балджу галактики. Це можна прийняти для пізніх спіральних типів.

За цих причин залежність ТФ має значний розкид. Вважається, що розкид (дисперсія) у $0,3-0^m,4$ є природним, зумовленим внутрішніми причинами.

Може, однак, бути, що одні відхилення від вказаних умов частково компенсують інші. Наприклад, спостерігається той факт, що галактики низької поверхневої яскравості (НПЯ) не відхиляються сильно на ТФ-діаграмі, побудованій для яскравих галактик. Тому можна припустити, що для спіральних галактик приблизно виконується співвідношення (за сталого k)

$$I_0 (M_{tot}/L)^2 = \text{const} . \quad (5.55)$$

Це означає, що галактики НПЯ містять більше темної матерії, ніж яскраві галактики.

5.14. Методи Фабер—Джексона, фундаментальної площини та $D_n-\sigma$

Для еліптичних галактик безпосереднім аналогом залежності Таллі—Фішера є залежність Фабер—Джексона (ФД) (1976). Ця залежність є степеневою кореляційною залежністю між світністю L еліптичних галактик та дисперсією σ швидкостей зір у центральних областях:

$$L \propto \sigma^\alpha . \quad (5.56)$$

Приблизно було визначено, що $\alpha \approx 4$. Дисперсія швидкостей вимірюється за шириною оптичних ліній (наприклад, важких елементів, кальцію, водню у еліптичних галактиках мало).

Зазвичай розглядають логарифмічну форму залежності між абсолютною величиною та логарифмом дисперсії. Хоча ТФ- та ФД-залежності були відкриті приблизно одночасно та обидві, на перший погляд, були тісно пов'язаними з фізичними чинниками, однак не вважалися еквівалентно добрими індикаторами



відстаней. Розкид на (логарифмічній) ФД-залежності був приблизно вдвічі більший за розкид на ТФ-залежності, тобто становив приблизно $0^m,8$. Наприклад, точність вимірювання відстані Дж. Тонрі та Р. Девіс (1981) оцінювали як 30 %.

Отже, якщо у 1980-ті роки ТФ-залежність активно використовували як індикатор відстаней, то ФД-залежність — здебільшого для вивчення структурних та динамічних властивостей еліптичних галактик. Як з'ясувалося, такі дослідження були плідними щодо виявлення властивості, яка могла відігравати роль індикатора відстані. Крім того, ФД-кореляцію можна значно поліпшити, враховуючи третій параметр — поверхневу яскравість. Такого висновку незалежно дійшли дві групи дослідників С. Дьорговський та Р. Девіс (1987) і А. Дресслер та інші (1987). Співвідношення, в яких враховується поверхнева яскравість, називають співвідношенням фундаментальної площини (ФП). ФП — плоска область у тривимірному просторі структурних параметрів, до якої «тяжіють» еліптичні галактики. В одному з варіантів залежності ефективний радіус R_e пов'язують з дисперсією внутрішніх швидкостей σ та центральною поверхневою яскравістю I_0 :

$$R_e \propto \sigma^\alpha I_0^{-\beta}. \quad (5.57)$$

Наведемо деякі оцінки параметрів: $\alpha = 1,4$, $\beta = 0,85$ у *B*-смузі для вибірки галактик у скупченнях Діви та Волосся Вероніки (Бендер Р., 1992); $\alpha = 1,23$, $\beta = 0,72$ у *R*-смузі для вибірки EFAR (Вегнер Г. та ін., 1996); $\alpha = 1,44 \pm 0,04$, $\beta = 0,79 \pm 0,04$ у *K*-смузі (Паре М., 1995).

Формулювання співвідношення ФП було вирішальним для використання еліптичних галактик при встановленні шкал відстаней та в дослідженнях поля пекулярних швидкостей, оскільки точність методу значно підвищилася порівняно з використанням ФД-залежності. Наприклад, І. Йоргенсен зі співавторами (1996) оцінювали розсіяння у $\lg(R_e)$ за фіксованих значень σ_e та I_e як таке, що зумовлює відносну похибку вимірювання відстані 19 %, що було цілком зрівнянно з визначеннями за ТФ-залежністю для спіралей.

З'ясовано, що комбінацію параметрів можна вибрати так, щоб отримати їхню залежність, як і ФД-залежність, але без значного погіршення точності визначення відстані. Нову «інкарнацію» ФД-залежності назвали залежністю $D_n-\sigma$ (Дресслер А. та ін., 1987):

$$D_n \propto \sigma^\gamma, \quad (5.58)$$

де D_n — діаметр; σ — дисперсія. Діаметр D_n визначають як такий, всередині якого галактика має певну середню поверхневу яскравість. Показник γ набував значення $1,20 \pm 1,10$ (Лінден-Белл Д., 1988).

Залежності ФП та D_n — σ не є еквівалентними. Залежність D_n — σ менш точна, особливо якщо діапазон розмірів галактик є великим (Кельсон Д. та ін., 2000). Однак оскільки для застосування ФП-залежності необхідно вимірювати три параметри, а для D_n — σ — лише два, то вибірки галактик з D_n — σ -параметрами більші за вибірки з ФП-параметрами; на практиці з огляду на більші вибірки D_n — σ -залежність виявилася не менш прийнятною.

Наведемо деякі визначення параметрів залежності D_n — σ . Дані фотометрії у R -смузі, а також вимірювання дисперсії швидкостей Бернарді та іншими (2002) використали для конструювання залежності D_n — σ для вибірки 452 еліптичних та лінзоподібних галактик у 28 скупченнях. Приймалося, що галактики у різних скупченнях мають однакові властивості і сукупність скупчень у цілому є нерухомою відносно системи відліку мікрохвильового випромінювання. Як наслідок отримано таку залежність:

$$\lg D_n = (1,203 \pm 0,023) \lg \sigma_0 + 1,406 \pm 0,021. \quad (5.59)$$

Розраховане значення нуль-пункту добре узгоджується з визначенням відстані до скупчення Діва зі співвідношення період—світність для цефеїд (похибка відстані — 20 %, що є порівнянним з точністю методу ФП).

Залежність D_n — σ мала велике значення для створення оглядів пекулярних швидкостей галактик та дослідження великомасштабного поля швидкостей. Використовуючи її, група вчених* на вибірці близько 400 галактик, що покривали все небо, відкрили когерентний потік галактик із амплітудою приблизно 500 км/с, пов'язаний з існуванням області переушільнення, яку було названо Великий атрактор. За розрахунками цих авторів, він знаходиться на відстані $H_0 r = 4350$ км/с у напрямку (у галактичних координатах) $l = 307^\circ$, $b = 9^\circ$. Точність визначення

* Вчені-дослідники Д. Лінден-Белл, С. Фабер, Д. Бернштейн, А. Дресслер, Р. Девіс, Р. Терлевич, Г. Вегнер об'єдналися в групу, яку називають «сім самураїв».



відстаней при цьому оцінювали як 23 %. Пізніше висновки про Великий атрактор були підтвержені також на вибірках спіральних галактик, хоча щодо амплітуди цього потоку та масштабу когерентності дослідники не дійшли згоди.

Як і ТФ-залежність, ФП-залежність вивчали за різних значень червоного зміщення з метою дослідження її еволюції. Так, Бендер та інші (1996) виявили ознаки яскравішання галактик у скупченнях на $z = 0,37$ приблизно на $0^m,5$ порівняно з близькими галактиками. Цей результат узгоджується з визначенням ефекту еволюції спіральних галактик за ТФ-залежністю (Фогт Н. та ін., 1996).

5.15. Інші індикатори відстаней

В останні роки знайдено багато кореляційних залежностей між абсолютною величиною та деякими параметрами галактик, які не залежать від відстані. Деякі з таких залежностей обговорювалися як можливі індикатори відстаней, серед них:

- Кореляція між значенням індексу Серсика в законі розподілу поверхневої яскравості карликових еліптичних галактик та абсолютною величиною (Янг Х. і Курі М., 1994).
- Кореляція між піком випромінювання в радіодіапазоні (на 6 см) та часом від спалаху наднової до досягнення піка (Вейлер К. та ін., 1998).
- Кореляція між рентгенівською світністю фази післясвітіння гамма-спалаху та її тривалістю (Сато Р., 2007; Капозелло С. та Іzzo Л., 2009).
- Відстань за кутовим діаметром до скупчення галактик можна виміряти за комбінацією його рентгенівського випромінювання та флуктуаціями мікрохвильового фону внаслідок ефекту Сюняєва—Зельдовича (Амеліо С. та ін., 2006).

ОБЕРТАННЯ І РОЗМІРИ ГАЛАКТИК

6.1. З історії відкриття обертання галактик

Обертання спіральних галактик вперше було відкрито у 1914 році німецьким астрономом Вольфом у галактиці М 81 та американським астрономом Слайфером у М 31 та М 104 (Сомбреро). Ці дослідники виявили, що зоряні лінії поглинання у спектрах центральних областей галактик є нахиленими відносно щілини спектрографа, розташованого вздовж великої осі галактики. Інтерпретація нахилу ліній як результат обертання була очевидною, аналогічна ситуація спостерігається для планет, що обертаються. Невдовзі було виявлено, що еліптичні галактики в середньому обертаються набагато повільніше ніж спіральні.

Зауважимо, що спектральні свідчення обертання нібито підтверджувалися дослідженнями внутрішніх рухів у галактиках, зокрема, проведених ван Мааненом (1916) у М 101, а пізніше в М 33, які були аргументом на користь короткої шкали відстаней і належності спіралей нашій Галактиці. Побудоване поле швидкостей за внутрішніми рухами у цих галактиках, що спостерігаються пласом, свідчило про обертання. Проте Габбл довів помилковість вимірювань ван Маанена. Галактики є настільки далекими об'єктами, що виміряти власні рухи структур було неможливо. Якщо зоряна система не обертається, то за певний час вона має набути форми кулі. Такий висновок підтверджувався теоретичними розрахунками та наявністю кулястих скупчень зір, які не обертаються та мають кульову форму. Галактики типу Е0 подібні за формою до дуже збільшених кулястих скупчень: їхні характер-



ні значення мас $10^{10}–10^{12} M_{\odot}$ порівняно з $10^5–10^7 M_{\odot}$ кулястих скупчень. Але еліптичним галактикам типів E1–E7 притаманна сплющеність. На перший погляд її можна було б пояснити обертанням галактики. Але у 1975 році Ф. Бертола та М. Капачоле показали, що, приймаючи модель галактики як рідке тіло, не можна пояснити сплющеність обертанням: обертання є надто повільним, щоб унаслідок нього галактика набула спостережуваної форми. Тому еліптичні галактики почали сприймати як «гарячі» зоряні системи, в яких спротив гравітаційному колапсу підтримується швидше випадковими обертальними рухами, ніж обертанням. Але питання про сплющеність цим не вирішується. Що ж зумовлює сплющеність? Так виникає й інше питання, якщо сплющеність не є результатом обертання, то може справжня форма еліптичних галактик — тривісний еліпсоїд або навіть більш складна форма, а не сфероїд обертання, як це часто приймають і нині? У 1978 році Дж. Бінней показав, що анізотропний тривісний розподіл швидкостей зір є не менш ймовірним, ніж аксиально симетричний. Пізніше М. Шварцшильд (син К. Шварцшильда) довів можливість існування самогравітуючих тривісних систем як суперпозиції усереднених у часі орбіт зір. Сучасні моделювання гравітуючих систем зір враховують також існування надмасивних чорних дір у центрах галактик. Питання про еволюцію тривісних форм (чи дійсно вони наближаються з часом до кульової?) досі не вирішено, воно є предметом багатьох досліджень.

6.2. Визначення швидкості обертання

Обертання галактик знаходять за диференціальним ефектом доплерівського зсуву спектральних ліній на певній відстані від ядра галактики відносно зсуву у місці розташування ядра. Зрозуміло, що у випадку орієнтації спіральної галактики пласком (face-on) визначити обертання неможливо. Найточніше визначається швидкість обертання при орієнтації з ребра (edge-on) (рис. 6.1). Якщо i — кут між віссю обертання та променем зору, то швидкість обертання V знаходять так:

$$V = V_0 / \sin i, \quad (6.1)$$

де V_0 — швидкість обертання, що визначається зі спектра. Якщо направити щілину спектрографа вздовж великої осі галактик, то

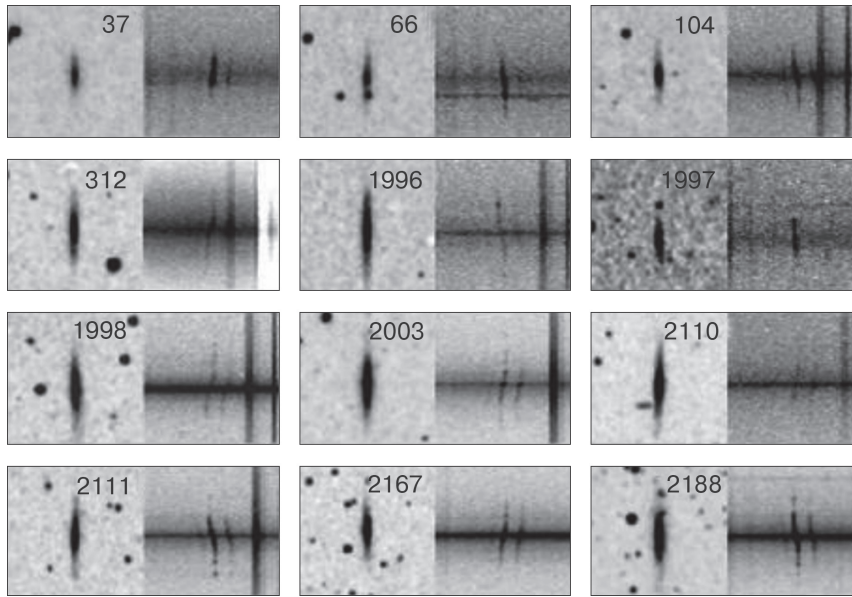


Рис. 6.1. Приклади зображень галактик, видимих із ребра, з огляду POSS та їхніх спектрів із нахиленими спектральними лініями H_{α}

спостережувані у спектрі лінії будуть нахиленими. Кут нахилу χ — міра швидкості обертання, тоді

$$\frac{V_0}{c} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\delta}{k\lambda} = \frac{d \operatorname{tg} \chi}{k\lambda}. \quad (6.2)$$

Тут $\Delta\lambda$ — зсув краю лінії відносно центру; δ — той саме зсув в одиницях довжини; d — половина довжини лінії; k — стала дифракційної системи. Було виявлено, що поблизу ядра зображення щілини майже не вигинається, тобто поблизу ядра галактики виконується лінійна залежність між швидкістю обертання та відстанню до ядра:

$$V_0 \sim R \quad (V_0 = \omega R). \quad (6.3)$$

Це означає, що поблизу ядра ми маємо твердотільне обертання.

У табл. 6.1 наведені значення швидкостей обертання для деяких яскравих галактик. У третьому стовпчику подано швидкість обертання, визначену за зоряною компонентою, у четвертому —



за газовою компонентою (за шириною радіолінії 21 см). У п'ятому стовпчику для порівняння наведено значення кореня квадратичного з дисперсії швидкостей зір у центральній частині галактики.

З цієї таблиці зрозуміла така загальна тенденція. Спіральні галактики пізніх класів обертаються набагато повільніше, ніж спіральні галактики ранніх класів Sa, Sb та лінзоподібні галактики. (На перший погляд, варто було очікувати протилежного, якщо вважати, що стиснутість галактики визначається швидкістю обертання.) Взагалі, швидкості руху газу та зір становлять від декількох десятків кілометрів у секунду в карликових системах до 200—300 км/с (в окремих випадках — до 400 км/с) у гігантських спіральних галактиках.

У різних складових спіральних галактик різні швидкості обертання. Найповільніше обертаються зоряний балдж та зоряне гало, однак швидкості обертання балджу все-таки перевищують швидкості обертання E-галактик. Відношення швидкості обертання балджу до дисперсії швидкостей в ньому становить приблизно 0,5, стільки, скільки потребує гідродинамічно модель, запропонована Корменді (1984). Зорі та газ у галактичному диску обертаються швидше, їхні швидкості більш упорядковані, вони рухаються переважно в одному напрямку. Найбільша швидкість у хмар газу та молодих зір. Їхні орбіти близькі до колових.

Таблиця 6.1. Значення швидкостей обертання галактик (з бази даних LEDA)

Галактика	Тип	V_{rot} , км/с	V_{gas} , км/с	σ_{cor} , км/с
M 31	Sb	250 ± 7	244 ± 6	170
M 51 (Вир)	Sbc	140 ± 7	70 ± 2	96 ± 9
M 81	Sab	234 ± 10	192 ± 6	162
M 33	Sc	100 ± 3	82 ± 2	37 ± 16
NGC 2683	Sc	203 ± 6	201 ± 6	116
M 104 (Сомбреро)	Sa	359 ± 11	352 ± 9	241
NGC 7640	SBc	108 ± 2	108 ± 2	—
NGC 4559	SBc	113 ± 3	103 ± 2	—
NGC 3115	E-S0	107 ± 6	106 ± 6	252
M 102	S0-a	~160	—	159 ± 10
M 84	E	178 ± 14	120 ± 9	281 ± 3
M 87	E(cD)	~20	—	332 ± 5
NGC 1600	E	5 ± 8	—	336 ± 8

Орбітальний період збільшується в разі віддалення від ядра. Зорі та газ можуть мати різні швидкості обертання, навіть якщо вони знаходяться на одній відстані від центру.

Неправильні (Irr) галактики — це системи, що обертаються повільно. Як і в дисках спіральних галактик, швидкості обертання зір та хмар газу близькі до колових. На відміну від E-галактик, низька швидкість обертання у Irr-галактиках є наслідком їхніх малих мас. Швидкості зір в еліптичних галактиках тим більші, чим масивніша (або більш світна) галактика (див. п. 5.14), однак швидкості мають хаотичний характер, тому в кожному локальному об'ємі середнє значення швидкості є невеликим. Тоді обертання галактики як цілого небесного об'єкта є досить повільним (декілька десятків кілометрів у секунду). Виявилось, що стиснення галактики, всупереч інтуїтивним очікуванням, не пов'язаний зі швидкістю її обертання: вона може однаково повільно обертатися, будучи і кульоподібною, і сплющеною. Бендер (1988) з'ясував, що E-галактики з дисковими ізофотами обертаються швидше, ніж з ящикоподібними.

Обертання еліптичних галактик звичайно помічають лише у невеликій приядерній області, воно в середньому повільніше за обертання спіральних галактик ранніх класів S0, Sa. Простежується також тенденція, що відношення колективної швидкості обертання зір до їх середньоквадратичної випадкової швидкості в ядерній області для спіралей набагато більше, ніж для еліптичних та лінзоподібних галактик. Для еліптичних галактик це відношення за деякими оцінками становить приблизно 20 %. Отже, якщо динамічна рівновага спіралей у більшій мірі підтримується обертанням, то в еліптичних галактиках — тепловими рухами.

Така ситуація з обертанням свідчить про неможливість еволюційних переходів від одного габблівського типу до іншого, тобто підтверджує думку Оорта про неволюційність морфологічної класифікації (якщо не враховувати взаємодію та злипання галактик).

Оцінювання швидкостей зір та хмар газу в галактиках має таку особливість: об'єкти, швидкості яких визначають, зазвичай не спостерігаються окремо один від одного, тому вимірюваннями отримано деякі усереднені значення в певному місці. При цьому в кожній окремій зорі або хмарі газу може бути швидкість, що суттєво відрізняється від середньої. Отже, наведені оцінки швидкостей потрібно розуміти як середні значення в певній області галактики для об'єктів даного типу (хмар газу, молодих зір, старих зір тощо).



6.3. Визначення кута нахилу

Кутом нахилу i галактики прийнято вважати кут між нормаллю до площини симетрії галактики та напрямком на галактику. Для галактик, спостережуваних з ребра, $i = 90^\circ$, для галактик, спостережуваних пласом, $i = 0^\circ$. Кут нахилу в найпростішому випадку визначають таким чином. Приймають, що галактика має форму сфероїда (еліпсоїда обертання навколо малої осі) з великою піввіссю a та малою b . Якщо сфероїд спостерігати під кутом i , то його мала піввісь здається більшою за b при незмінній великій півосі a . Неважко вивести таке співвідношення (формула Габбла (1926)):

$$\sin^2 i = \frac{1 - u^2}{1 - x^2}. \quad (6.4)$$

Тут $u \equiv (b/a)_{\text{вид}}$ та $x \equiv (b/a)_{\text{спр}}$ — відповідно видиме та справжнє відношення осей. Значення u отримують зі спостережень. Для оцінок x спочатку (слідом за Голмбергом (1946)) приймали єдине для всіх спіралей значення $x = 0,2$, потім почали враховувати його залежність від морфологічного типу. В базі даних LEDA прийнято таку залежність від числового коду морфологічного типу:

$$\lg x = \begin{cases} -(0,43 + 0,053t), & t \leq 7, \\ -0,38, & t > 7. \end{cases} \quad (6.5)$$

Згідно з каталогом RC3

$$x = \begin{cases} 0,07, & t = 6, 7 \text{ — Sd, Scd,} \\ 0,12, & t = 5, 8 \text{ — Sc, Sdm,} \\ 0,18, & t = 4, 9 \text{ — Sbc, Sm,} \\ 0,20 & \text{всі інші типи галактик.} \end{cases} \quad (6.6)$$

6.4. Лінійні розміри галактик

Лінійні розміри галактик з відомими відстанями отримують за їхнім видимим кутовим розміром:

$$A[\text{пк}] = \frac{a''}{206\,265} d_A[\text{пк}]. \quad (6.7)$$

Тут a'' — кутовий розмір у секундах; d_A — відстань (за кутовим діаметром) до галактики.

Але поверхнева яскравість у більшості випадків плавно зменшується від центру до периферії, і чіткого «краю» галактики немає. Тому за стандартний кутовий діаметр приймають великий розмір зображення галактики (яке часто вважають еліптичним) на певній ізотопі, який називають ізотопним кутовим діаметром. Однак результат безпосереднього вимірювання діаметра є вартим уваги з наукової точки зору лише тоді, коли він охоплює всі можливі систематичні похибки та є зведеним до певної системи. У 1946 році ці питання досліджував Голмберг. Вперше ізотопні діаметри були зведені до єдиної системи всього неба у Першому референтному каталозі яскравих галактик (RC). Проте граничний ізотопний рівень не було точно визначено, оскільки на той час було дуже мало галактик з добре каліброваними ізотопами, крім того, він залежав від морфологічного типу галактик. З розвитком поверхневої фотометрії галактик (див. розд. 3) це стало можливим у каталозі RC2. Фотографічні діаметри 4362 галактик були зведені до стандартного ізотопного рівня $25,0 \text{ m}^2/\square''$ у B -смузі (a_{25}) з використанням 115 галактик з каліброваними ізотопними діаметрами. До каталогу RC3 яскравих галактик входили ізотопні діаметри a_{25} для 11 897 галактик, яскравіших за $15^{\text{m}},5$, більші ніж $1'$, з радіальними швидкостями, меншими як 15 000 км/с. Цей каталог став певним стандартом, сформованим за визначеними в інших каталогах галактик діаметрами. У каталозі, крім великих діаметрів a_{25} , наведені відношення великого діаметра до малого, що уможливило визначення обох діаметрів. Відповідні лінійні діаметри, розраховані за формулою (6.7) за a_{25} , позначатимемо A_{25} .

Поправки до великих діаметрів. Виміряні ізотопні діаметри галактик підлягають двом головним корекціям. Перша з них полягає в тому, що при спостереженні галактики під певним кутом ізотоп відсувається на край вздовж великого діаметра порівняно з тією самою ізотопною у галактики пласом. Це спричиняє позірне подовження великого діаметра. Такий ефект часто називають ефектом Голмберга. Він має місце для прозорих або напівпрозорих спіральних галактик.

Друга корекція полягає у визначенні поглинання в зоні Молочного Шляху. У каталозі RC2 прийнято таку корекцію цих



двох ефектів для B -величин:

$$\lg a_{25,corr} = \lg a_{25} - 0,20 \lg \frac{a}{b} + 0,09 A_B^G, \quad (6.8)$$

де A_B^G — галактичне поглинання (поправка до зоряних величин, див. (7.2)).

Функція лінійних діаметрів. Функцію (диференціальну) лінійних діаметрів $\varphi(A)$ визначають аналогічно до функції світності: $\varphi(A)dA$ — імовірність виявлення галактики з розмірами в інтервалі $(A, A + dA)$. Так само визначають інтегральну функцію діаметрів: $\Phi(A) = \int_0^A \varphi(A')dA'$ з нормуванням — $\Phi(0) = 0$, $\Phi(\infty) = 1$.

Остання рівність є умовою нормування диференціальної функції діаметрів: $\int_0^{\infty} \varphi(A)dA = 1$.

Інформація щодо функції діаметрів є необхідною для багатьох завдань позагалактичної астрономії. Зокрема, її використовують у разі:

- визначення відстаней до скупчення галактик на підставі інформації лише про кутові діаметри галактик (цю задачу в 1989 році розв'язали Лахав і Гулл);
- оцінювання внеску в рух Місцевої групи далеких надскупчень галактик (Рейчудгурай С., 1989; за концентрацією Шеплі);
- реконструкції поля середньої густини у видимих частинах Всесвіту на базі даних про червоні зміщення з каталогів, обмежених граничними значеннями кутового діаметра (да Коста Л.Н. та ін. 1988, за каталогом SSRS).

Зрозуміло, що для визначення функції лінійних діаметрів необхідно знати кутові розміри галактик та оцінки відстаней за кутовим діаметром. (Нагадаємо, що відстань за кутовим діаметром пов'язана з фотометричною відстанню таким співвідношенням:

$d_A = \frac{d_L}{(1+z)^2}$. Для малих червоних зміщень різницею відстаней можна знехтувати.)

Проблема однорідності. Тест Шмідта. У разі використання каталогів зі значеннями кутових діаметрів виникає проблема се-

лекції: обмежуючи каталог певним ізофотним діаметром (наприклад, $1'$, як і в RC3), з далеких об'єктів, насправді, вибирають галактики з великими лінійними розмірами, недобираючи істотно менші галактики. Тоді функція діаметрів буде спотвореною: частина великих галактик перебільшується, а малих (карликових) — недооцінюється.

Тому для побудови функції діаметрів на базі певного каталогу, обмеженого певним граничним значенням a_{lim} кутового діаметра, досліджують діаметри на однорідність каталогу. Для цього найчастіше використовують тест Шмідта * (1968). За цим тестом обчислюють середнє значення відношення V/V_{max} на галактиках вибірки. Тут V — об'єм, що визначається відстанню до даного об'єкта, V_{max} — максимальний об'єм вибірки.

При однорідному розподілі галактик у просторі

$$\langle V/V_{\text{max}} \rangle = \frac{1}{V_{\text{max}}} \int_0^{V_{\text{max}}} \frac{V}{V_{\text{max}}} dV = \frac{1}{2} \frac{V^2}{V_{\text{max}}^2} \Big|_0^{V_{\text{max}}} = \frac{1}{2}, \quad (6.9)$$

де $\langle V/V_{\text{max}} \rangle$ — середнє значення величини. Якщо розподіл об'єктів неоднорідний, то $\langle V/V_{\text{max}} \rangle$ істотно відрізняється від $1/2$. Його можна порівняти з $\sigma_{\langle V/V_{\text{max}} \rangle} = 1/\sqrt{12N}$ — середньоквадратичним відхиленням на дискретній множині однорідно розподілених об'єктів.

Щоб вилучити малі об'єми з можливими великими флуктуаціями у розподілі, обчислюють не $\langle V/V_{\text{max}} \rangle$, а $\langle (V - V_0)/(V_{\text{max}} - V_0) \rangle$, де V_0 — мінімальний об'єм, населення якого не враховується. Далі припускаємо, що $V \sim a^{-3}$, $V_0 \sim a_0^{-3}$, $V_{\text{max}} \sim a_{\text{lim}}^{-3}$. Тоді

$$\langle (V - V_0)/(V_{\text{max}} - V_0) \rangle \approx \langle (a^{-3} - a_0^{-3})/(a_{\text{lim}}^{-3} - a_0^{-3}) \rangle. \quad (6.10)$$

Тут a_0 — найбільший діаметр у вибірці; a_{lim} — гранично малий діаметр. Як приклад наведемо залежність $\langle (V - V_0)/(V_{\text{max}} - V_0) \rangle$ від a для вибірки плоских галактик з каталогу FGC + FGCE (рис. 6.2).

* Маартен Шмідт відкрив квазари.

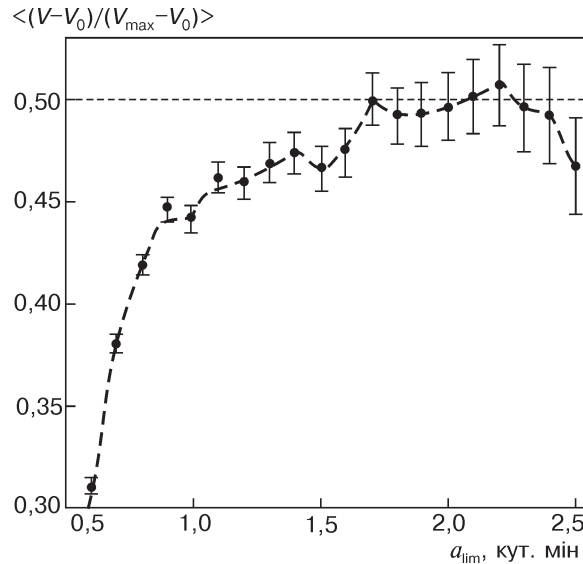


Рис. 6.2. Тест Шмідта для каталогу галактик FGC + FGCE

Як бачимо, в межах 1σ смуги похибок однорідність досягається для об'єктів, більших за $1',6$. Якщо послабити вимоги та розширити смугу похибок до 3σ , то каталог можна вважати однорідним до $1',1$.

Наведемо оцінки однорідності для відомих каталогів: ESO — при $a > 1^m,3$, UGC — $a > 1^m,5$.

Приклади функції діаметрів. Розглянемо приклади функції лінійних діаметрів для каталогу FGC + FGCE. Цей каталог містить 4455 плоских галактик, здебільшого, пізніх типів від Sab до Sdm (рис. 6.3). На час дослідження функції діаметрів для 884 з них були відомі червоні зміщення. Це дало змогу для вибірки оцінити параметри функції діаметрів. Отримали, що $\langle \lg A_{25} \rangle = 1,309$.

З цієї оцінки випливає середнє значення: $10^{\langle \lg A_{25} \rangle} = 20,4$ кпк. Розкид навколо середнього $\sigma_{\lg A_{25}} = 0,214$; значення асиметрії та ексцесу становлять відповідно $\gamma_1 = -0,43 \pm 0,08$, $\gamma_2 = 0,66 \pm 0,16$. Застосувавши критерій нормальності, дійшли висновку, що для каталогу FGC + FGCE не можна прийняти нормальність функції діаметрів.

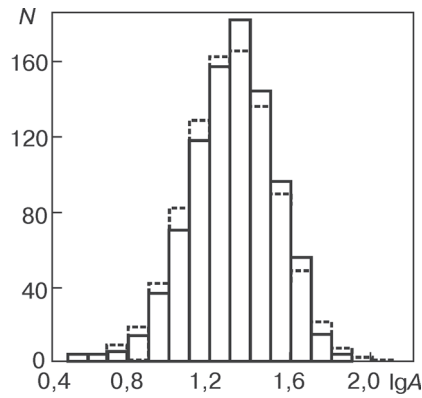


Рис. 6.3. Диференціальна функція лінійних діаметрів для галактик каталогу FGC + FGCE

Наведемо також приклад аналітичного виразу для функції діаметрів, запропонованого Худсоном і Лінден-Беллом (1991):

$$\varphi(A)dA = A * \frac{1 + (A/A_L)^2}{\left[1 + \frac{1}{5}(A/A_L)^2\right]^5} \cdot \frac{dA}{A}, \quad (6.11)$$

де A^* і A_L — параметри залежності.

6.5. Екстремальні відношення осей спіральних галактик

Лінійні розміри галактик є вагомими при розрахунках відношення осей галактик, а отже, й при оцінках параметрів обертання. Тому питання щодо можливостей стиснення галактик є істотним у теорії зоряних систем. Значення $x \equiv (b/a)_{\text{ср}} \approx 0,3$, можливо, визначає динамічну границю стійкості еліпсоїдальних форм. Підтвердженням цього є відсутність еліптичних галактик типу E8 та більш стиснутих. Наведене значення, ймовірно, — верхня границя x для спіралей. За нижньою границею x можна було скласти уявлення про межі стійкості плоских систем. Для вимірювання цієї границі найпридатнішими є спіральні галактики, що спостерігаються з ребра: для них видиме відношення осей є справжнім відношенням. Однак пряме вимірювання осей ускладнюється низкою обставин. А саме чи враховувати при вимірюванні діаметрів галактики сфероїдальну складову, на якому



Таблиця 6.2. Максимальні значення відношення осей спіральних галактик різних морфологічних типів

Тип	Кількість	$u^{-1} = (a/b)_{\text{вид}}$	$x^{-1} = (a/b)_{\text{спр}}$
Sb	156	13,0	14,1
Sbc	579	15,3	17,2
Sc	1666	19,2	22,0
Scd	996	19,5	22,4
Sd	755	22,4	27,0
Bci	4454	22,4	25,8

рівні яскравості їх вимірювати, як зіставляти розміри у різних фільтрах, чи враховувати ефект позірної сплюснення, чи дійсно кут нахилу становить 90° ?

Ці та подібні питання виникають при формуванні списків галактик, які містять інформацію про їхні лінійні діаметри. Розбіжність методів вимірювання зумовлює розбіжність оцінок найменшого значення $x \equiv (b/a)_{\text{спр}}$. Наприклад, для галактики UGC 2370 \equiv FGC 355 \equiv PGC 10956 розміри, наведені в каталозі UGC — $3,0' \times 0,10'$, тобто $x^{-1} = 30$; у каталозі PGC — $2,8' \times 0,10'$, тобто $x^{-1} = 28$; у каталозі FGC — $2,43' \times 0,15'$, тобто $x^{-1} = 16,2$. Воронцов-Вельямінов стверджував, що існують галактики з відношенням осей, яке дорівнює 40. У каталозі FGC для однієї з таких галактик відношення осей ~ 16 . Ці приклади свідчать про некоректність пошуку окремих «рекордсменів» та необхідність залучення статистичного підходу.

Для цього було використано вибірку з каталогу FGC. Максимальні справжні відношення осей x^{-1} оцінювали, обчислюючи асимптотики їхніх функцій розподілу на базі асимптотики функції розподілу за видимими відношеннями осей u^{-1} . Останню визначали апроксимацією розподілу за спостережуваними даними. У табл. 6.2 наведені максимальні значення відношень осей u^{-1} та x^{-1} (Кудря Ю.М. та ін., 1994) для різних морфологічних типів спіральних галактик для всієї використовуваної вибірки.

Таким чином, найправдоподібніша оцінка максимального відношення великого діаметра до малого становить 26. Можна сподіватися, що за цією оцінкою можна дійти висновку про границю стійкості плоских зоряних систем, що обертаються.

6.6. Напрямок обертання спіральних галактик

Після того, як було з'ясовано, що галактики обертаються, постало питання про напрямок їхнього обертання відносно спіральних рукавів. Його вирішення є важливим з точки зору утворення та еволюції самих спіральних рукавів. Так, існувала гіпотеза про витікання речовини з центральної частини галактики; така гіпотеза передбачає закручування спіралі, або, іншими словами, рукава, що «тягнуться» за обертанням ядерної області. Габбл вважав, що спіралі закручуються, «тягнуться». Ліндبلاد дотримувався іншої думки. За його гіпотезою про походження рукавів, вони є накладанням високоексцентричних орбіт зір. Внаслідок цього рукава повинні розкручуватися, «лідирувати» в обертанні відносно ядерної області.

Найбільш надійно напрямок швидкості обертання визначається для галактик, що спостерігаються з ребра, але вони не виявляють спіральної структури. Для галактик з досить великим кутом розкриття спіралі є видимі, але важко визначити, який з країв ближчий до спостерігача. Нехай, якщо прийняти один край ближчим, то галактика обертається відносно рукавів певним чином, наприклад, спіралі закручуються. Якщо ближчим є інший край, то спіралі розкручуються. Коли галактика має пилову смугу, то пил краще помітний на ближньому краї.

Де Вокулер (1958) детально проаналізував проблему та дійшов висновку, що при єдиному механізмі утворення рукавів у всіх галактиках, рукава повинні або закручуватися, або розкручуватися, не може бути так, що в одній галактиці вони закручуються, а в іншій розкручуються. Також він вважав, що найімовірніше рукава закручуються.

Воронцов-Вельямінов (1959) виявив галактики, у яких є дві системи рукавів (зокрема це γ -форми за його класифікацією peculiарних форм галактик). Тому за будь-якого напрямку обертання одна система закручується, інша — розкручується. Це нібито вирішує проблему. Пізніше і де Вокулер погодився з ідеєю існування двох систем рукавів, але тільки у перетнутих галактиках.

Нині для багатьох галактик проблему напрямку обертання вирішено. Побудовані точні карти поля швидкостей зір у галактиках. Загальний висновок такий: галактики з правильними фор-



мами спіральних рукавів все-таки закручуються, рукава «тягнуться». Розкручуються рукава у неправильних галактик; неправильність пояснюється взаємодією з іншими галактиками-супутниками, процесом злиття галактик. Так, у 1985 році І. Паша дослідив 109 галактик з добре визначеним напрямком обертання та виявив, що тільки чотири з них мають рукава, що «лідують» в обертанні. Потім виявилось (Шарп Н. та Кілл У., 1985), що одна з чотирьох галактик все-таки обертається «правильно», ще одна не є спіраллю, а дві дійсно мають рукава, що «лідують». Такими є галактики NGC 3786 та NGC 5426. Перша з них утворює фізичну пару з NGC 3788 (рис. 6.4), друга — з NGC 5427. (Перша пара є в каталозі Караченцева (1987) подвійних галактик під номером 295.) Водночас встановлено (Бьорд Дж. та ін., 1989), що лише декілька процентів пар з доведеною сильною припливною взаємодією так розташовані, що викликають «неправильні» обертання.

Існують випадки, однак, коли на перший погляд правильна спіраль без видимої взаємодії обертається «неправильно». Розглянемо як приклад обертання галактики NGC 4622. Тривалий час її вважали еталоном спіралей (рис. 6.5). Диск NGC 4622 ми бачимо пласом, визначення напрямку обертання в такому разі є більш трудоемним, ніж для нахилених галактик. До певного часу дослідники не вбачали в цьому проблеми і були переконані, що така ідеальна структура має обертатися «правильно» — проти годинникової стрілки, демонструючи рукава, що «відстають».

Однак у 1989 році Дж. Бьорд зі співавторами (Алабамський університет, США) виявили крім двох зовнішніх спіральних рукавів менш помітний одиночний внутрішній рукав, що закручується у протилежному напрямку. Зовнішні рукава мають яскраві газові туманності, тому їх добре видно, а внутрішній рукав складається лише із зір і є не дуже контрастним. Завдяки відкриттю Бьорда та його колег галактика NGC 4622 із розряду «еталонних» перейшла в розряд «унікальних», оскільки дві системи рукавів, що закручуються в протилежних напрямках — явище рідкісне.

Приймаючи, що галактика обертається проти годинникової стрілки і зовнішні рукави закручуються, Бьорд із колегами (1993) розробили комп'ютерну модель еволюції спіральної галактики, крізь яку пролітає інша невелика галактика. Параметри моделі вдалося підібрати так, що у головної галактики після зустрічі виникли зовнішні рукава, що «відстають», та один внутрішній «лідуючий» рукав. На зображенні поруч з NGC 4622 було вияв-

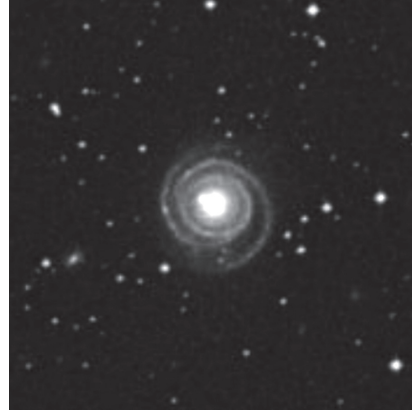


Рис. 6.4. SDSS-зображення фізичної пари галактик NGC 3786 + 3788. Центральна галактика NGC 3786 має «лідуюче» обертання

Рис. 6.5. «Еталон» спіральної структури — галактика NGC 4622 (атлас DSS)

лено навіть «порушника спокою» — маленьку галактику, яка недавно могла пролетіти крізь свою велику сусідку. Здавалося, що проблему вирішено. Проте нові спостереження це спростовували. У кінці 1990-х років з'явилася можливість за допомогою Космічного телескопа Габбла перевірити спектральні дані щодо обертання галактики. Детальне вивчення дало несподіваний результат — галактика обертається за годинниковою стрілкою, її зовнішні рукава є «випереджальними». Отже, в моделі не все бралось до уваги. Дійсно, перегляд моделі з урахуванням досить таки незвичного розподілу швидкостей по диску засвідчив, що така структура може виникнути при пролітанні сусідки крізь диск галактики.

Незвичність полягала в тому, що крива обертання не виходила на «полицю» в області зовнішніх рукавів, а досить швидко зростала, так, що на певній відстані навіть збільшувалася кутова швидкість. Враховуючи цей факт, дійшли узгодження теорії зі спостереженнями. Однак така крива обертання потребувала наявності потужного гало з темної матерії навколо галактики. Лише так вдалося пояснити незвичне обертання NGC 4622.



6.7. Криві обертання спіральних та неправильних галактик

Велике значення в дослідженні галактик, перш за все, спіральних, мають так звані криві обертання, тобто залежності швидкості обертання зоряного населення або газу від відстані до видимого центру. За кривими обертання вивчають кінематику галактик, можливу взаємодію. За відхиленням кривої обертання від теоретичної (кеплерівської) її форми за межами оптичного зображення (плоскі або навіть зростаючі криві) робляться висновки про розподіл у галактиці темної матерії. Порівнюючи криві обертання далеких і близьких галактик, отримують уявлення про еволюцію їхньої структури. Криві обертання, виведені за емісійними оптичними лініями та радіолініями, дають змогу знайти досить точно розподіл мас населення типу I у дисках галактик за рахунок малої дисперсії швидкостей (~ 10 км/с) порівняно зі швидкістю обертання.

Сучасні засоби вимірювань дають можливість отримувати двовимірне (в картинній площині) поле швидкостей галактик. Однак це стало можливим порівняно недавно, і відповідні методи є високозатратними у сенсі часу спостережень. Тому більшість визначень кривих обертання є одновимірними. Для спіралей визначають швидкість обертання, асоційовану з положенням на великій осі галактики.

Перші методи визначення обертання галактик за лініями поглинання були чутливими лише до яскравих центральних областей порівняно близьких об'єктів. Так у 1916–1917 роках Піз досліджував обертання M31 довгощільним спектрографом на 60" телескопі обсерваторії Маунт-Уілсон. Лінії поглинання простежувалися лише на 1,5' від ядра, що становило 2 % оптичної великої осі галактики. При цьому час експозиції був ~ 80 год. Нахил ліній встановлювався інтегрально, як усереднена міра обертання в тій області, що попадає в щілину спектрографа. Простежити, як змінюється швидкість з віддаллю від центру, було складно. Але навіть за таких умов спостережень Піз помітив, що швидкість швидко зростає у разі віддалення від ядра.

У кінці 1930-х років у практику були введені методи роботи з емісійними лініями, що сприяло виявленню кінематики позацентрових областей галактик, перш за все M31 та M33. Так, у 1939 році Х. Беккок простежував швидкість обертання M31 вже

на віддалі 2° від ядра. Отримані ним швидкості обертання у зовнішніх областях галактики були неочікувано великими, що свідчило про велике значення відношення маси до світності.

Кроком вперед у оптичних дослідженнях кривих обертання є праці Т. Пейджа (1952) та, особливо, М. Бербіджа та Д. Бербіджа (1960), які почали використовувати нові фотопластинки, чутливі до червоних променів. Це дало змогу проводити спостереження в лініях H_α та $[N II]$, які утворюються в областях $H II$ всередині дисків галактик. Протягом десяти років криві обертання були побудовані для декількох десятків галактик, причому більшість з них виявляла початкове майже лінійне зростання швидкості (твердотільне обертання) та початок «повороту» кривої. Поведінку кривої обертання за «поворотом» у багатьох випадках прослідкувати було важко. Але таку можливість дали радіоспостереження в лінії 21 см, оскільки нейтральний водень прослідковується далі від ядра ніж видиме зображення (іноді в 3—4 рази далі).

Ранні радіоспостереження в лінії водню 21 см виявили слабке спадання кривої обертання у М 31 (Хюлст Х.К. ван де, 1957) та плоску криву обертання у М 33 (Волдерс Л., 1959). Двовимірне поле швидкостей вперше було отримано для М 31 (Аргіл Е., 1965). Волдерс з'ясував проблему: криві обертання не спадають, як того потребували закони Кеплера (якщо вважати, що вся маса зосереджена там, де і світло). Пізніше плоскі криві обертання були знайдені й для інших галактик (Рогстед Д. та Шостек Дж., 1972), однак деякий час припускались чисто технічні причини цього факту (вплив бокових пелюстків діаграми спрямованості антени). Але у 1970—1980 роках після серії праць Рубін зі співавторами, у яких були побудовані криві обертання (здебільшого за оптичними даними) для низки галактик, зникли сумніви, що плоскі криві є прямим наслідком динаміки та структури галактик (рис. 6.6).

Сучасні спостереження для побудови кривої обертання традиційно виконують в оптичних емісійних лініях (H_α , $[N II]$, $[S II]$), радіолінії 21 см, лініях мікрохвильового діапазону (лінії CO 2,6- і 1,3-міліметрові, внутрішні частини галактик), а іноді в інфрачервоних лініях (наприклад, у лінії Si IV спостерігалась сейфертівська галактика NGC1068 (Текса М. та ін., 2000).

На підставі накопичення даних спостережень кривих обертання було створено їхні каталоги. Зокрема, у 2000 році було ук-

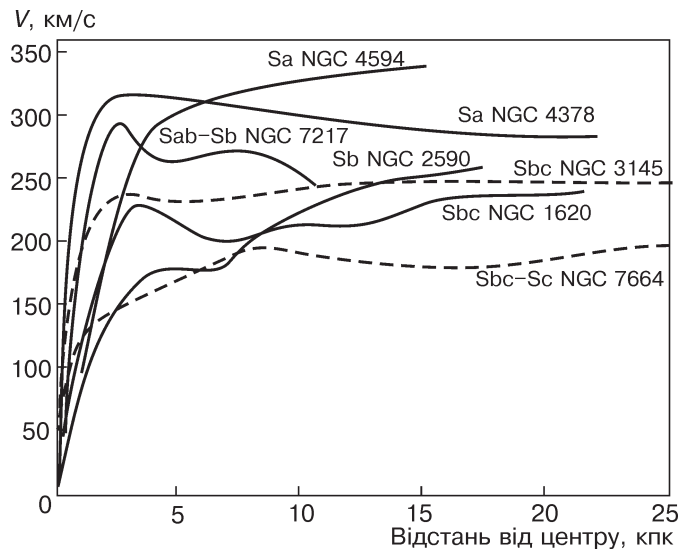


Рис. 6.6. Приклади кривих обертання деяких спіральних галактик

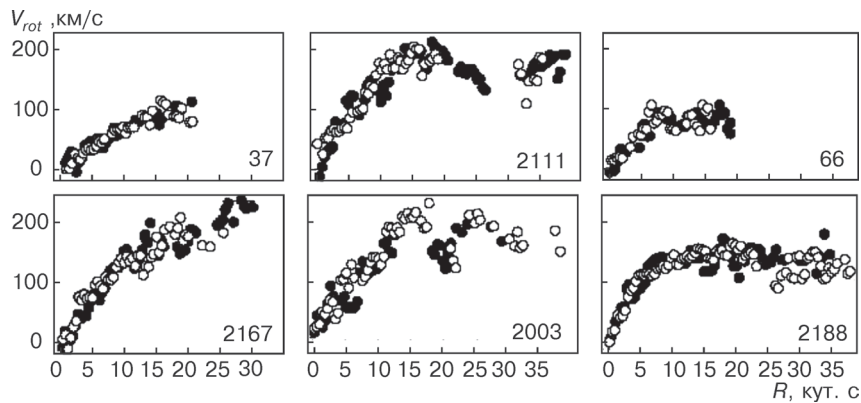


Рис. 6.7. Приклади N_α -кривих обертання плоских галактик. Світлі та темні кружечки відповідають точкам вимірювання швидкості обертання по різні боки від центру. Цифри на рисунках відповідають номерам галактик за каталогом RFGC

ладено каталог кривих обертання плоских галактик, спостережуваних із ребра. Усього було вибрано 908 північних спіральних галактик (з каталогу RFGC) з відношенням осей, більшим за 8,

кутовим діаметром, меншим за $2'$, що знаходяться поза зоною телескопа Аресібо. Медіанне значення радіальної швидкості у вибірці дорівнювало 7800 км/с. Показано, що амплітуда на кривій обертання, побудованій за H_{α} спостереженнями, тісно корелює з шириною радіолінії 21 см. Підтверджено формулу $W_{50} \approx 2V_{\max}$. Точність визначення V_{\max} становила 12 км/с; в середньому, для цієї вибірки галактик $V_{\max} = 137$ км/с. Спостереження проводили на 6 -метровому телескопі в Спеціальній астрофізичній обсерваторії РАН.

6.8. Діаграми положення—швидкість та криві обертання

Швидкість обертання $V(r)$ на відстані r від центру не є безпосередньо вимірюваною величиною. В оптиці з використанням ліній випромінювання та довгощільного спектрографа, щільна якого орієнтована вздовж великої осі галактики, вимірюється деяка усереднена вздовж променя зору швидкість $V_{obs}(x)$ як функція спроектованої відстані x від центру в картинній площині. За кожного x результат вимірювання залежить від профілю лінії та від методу опрацювання. Профіль лінії залежить, крім $V(r)$, від дисперсії швидкостей в елементарному об'ємі, що випромінює, профілю спадання яскравості вздовж осі галактики, розподілу пилу в диску тощо (рис. 6.8).

Наприклад, найчастіше за $V_{obs}(x)$ обирають те її значення, яке відповідає положенню у спектрі максимуму лінії за даного x (піка інтенсивності лінії). Часто також приймають, що $V_{obs}(x)$ — усереднення за елементарними випромінювачами вздовж променя зору з вагами, що є просторовими густинами світла $j(r)$ тих об'єктів, за якими визначається обертання. Таким чином, $V_{obs}(x) \equiv \bar{V}(x)$ і $V(r)$ пов'язані інтегральним рівнянням Ейбела:

$$\bar{V}(x) = \int_{-\infty}^{\infty} V(r) \frac{x}{r} j(r) dy \bigg/ \int_{-\infty}^{\infty} j(r) dy \quad (r^2 = x^2 + y^2). \quad (6.12)$$

Неважко побачити, що для твердотілого обертання $V(r) = \omega r$, з рівняння (6.12) випливає, що $\bar{V}(x) = \omega x$. Тоді за кутовою швидкістю визначають $V(r)$.

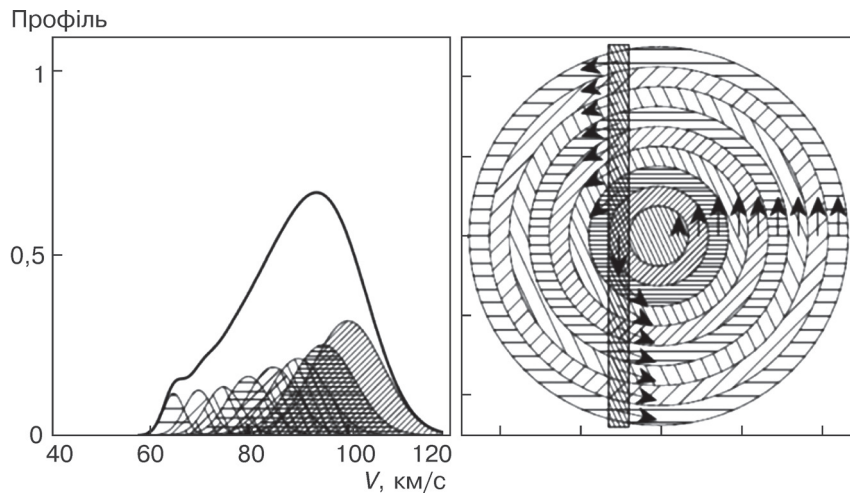


Рис. 6.8. Ілюстрація до утворення профілю лінії випромінювання для повністю прозорої галактики, що спостерігається з ребра

Просторову густину $j(r)$ знаходять за профілем поверхневої яскравості $I(x)$ уздовж великої осі галактики. Формальним розв'язком рівняння (6.7) у припущенні симетрії $y \rightarrow -y$ є вираз

$$V(r) = -\frac{2}{\pi j(r)} \frac{d}{dr} \int_r^\infty \frac{\bar{V}(x)}{\sqrt{x^2 - r^2}} \left(\int_x^\infty \frac{j(s) s ds}{\sqrt{s^2 - x^2}} \right) dx. \quad (6.13)$$

Звідси впливає залежність між $\bar{V}(x)$ та $V(r)$ у граничному випадку, коли можна знехтувати поглинанням світла, наприклад, в еліптичних галактиках. Вважався також однорідним склад зоряного населення, не враховувалася функція світності зір. Для спіралей така ситуація априорі не виконується: необхідно врахувати і поглинання в диску, і розподіл зір за світностями.

Проблема знаходження «правильної» кривої обертання $V(r)$ за спостережуваним профілем лінії є вагомою для галактик, які спостерігаються з ребра. Саме в цьому випадку перетин променем зору диска галактики має максимальну довжину, і профіль лінії формується за випромінювачами, що максимально розрізняються за радіальними швидкостями. Для помірних кутів нахилу діапазон усереднення швидкостей невеликий,

тому спостережувана крива обертання близька до «правильної» кривої.

У тому випадку, коли ефект проектування приймається до уваги у виведенні кривої обертання за оптичними даними, вихідним масивом даних є карта рівнів інтенсивності $I(x, V)$ лінії у площині (x, V) , тобто зображення лінії у спектрі з перерахунком довжин хвиль щодо швидкості. Залежності $I(x, V)$ називають діаграмами (картами) положення—швидкість (position—velocity diagram). Найнадійнішим нині способом побудови кривої обертання $V(r)$ за діаграмами положення—швидкість є метод ітерацій, запропонований японськими дослідниками Такамія та Софуге (2002). Але у більшості випадків криві обертання будують за більш простими методами, наприклад за максимумом інтенсивності $I(x, V)$ за кожного x . Для нахилених галактик такий метод дає достатньо точне наближення кривої обертання в межах точності визначення швидкості. Але для спіралей з ребра різниця між $V(r)$ та $V_{obs}(x)$ може бути значною.

Відмінності $V(r)$ від $V_{obs}(x)$, отриманого усередненням уздовж променя зору з інтенсивностями, прийнятими за ваги, наведені на рис. 6.9 (Місиріотис А., 2005). На рис. 6.9, *a*, *b*, *в* показані змодельовані діаграми положення—швидкість для довгощілинного спектра типової галактики, яка спостерігається під кутами $i = 80^\circ$, $i = 85^\circ$ та $i = 90^\circ$. На рис. 6.9, *г*, *д*, *е* наведено відповідні справжню та усереднену спостережувані криві обертання, на рис. 6.9, *є*, *ж*, *з* — інтенсивності лінії вздовж великої осі галактики. Галактика вважається прозорою. Криву обертання прийнято відповідно до плоскої моделі «Ролух» (Джіованеллі Р. та Хайнес М., 2002; див. нижче). Розподіл поверхневої яскравості вздовж великої осі є експоненціальним. Конкретні параметри моделей тут не наведено.

Як бачимо, за спостережуваною кривою (без проведення перерахунку (6.13)) обертання суттєво недооцінюється, особливо на ділянці «повороту» кривої та для кута нахилу $i = 90^\circ$. Порівняння рисунків для $i = 80^\circ$, $i = 85^\circ$ та $i = 90^\circ$ свідчить, що ця недооцінка зменшується для галактик, що спостерігаються не з ребра.

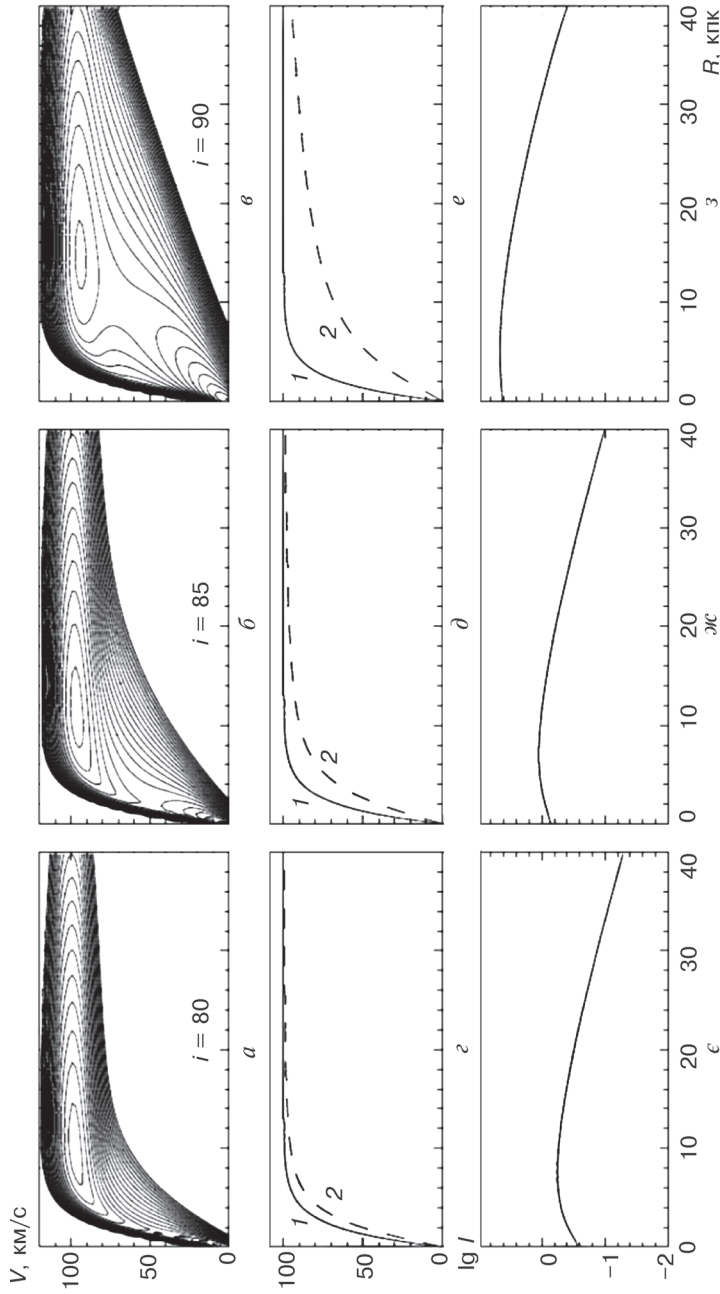


Рис. 6.9. Ізоровні інтенсивності лінії (ізофоти) у площині відстань від ядра x — швидкість обертання $V_{\text{обс}}(x)$ для галактики (2), що спостерігається під різними кутами; криві обертання $I(r)$ (1) та усереднені криві обертання $V_{\text{обс}}(x) \equiv I(x)$ (2), а також залежність інтенсивності вздовж великої осі галактики (ϵ , $\epsilon_{\text{ж}}$, $\epsilon_{\text{з}}$):
 $a, \epsilon, \epsilon - i = 80^\circ$; $\text{б}, \epsilon_{\text{ж}}, \delta - i = 85^\circ$; $\text{в}, \epsilon, \epsilon_{\text{з}} - i = 90^\circ$. Масштаби на осях умовні

6.9. Криві обертання та проблема темної матерії

З рівності відцентрового та гравітаційного прискорень у припущенні колового руху у гравітаційному полі центру:

$$\frac{GM(r)}{r^2} = \frac{V^2}{r} \quad (6.14)$$

випливає, що

$$V(r) = \sqrt{\frac{GM(r)}{r}}. \quad (6.15)$$

При цьому, як неважко бачити, виконується теорема віріала $U + 2T = 0$ (U — потенціальна гравітаційна енергія; T — кінетична енергія). Для розподілу мас, зосереджених поблизу центру, $M(r) \approx M_0$, і для значень r за межами цього зосередження швидкість обернено пропорційна кореню квадратному з відстані від центру:

$$V(r) \sim r^{-1/2}. \quad (6.16)$$

Це, зокрема, має місце для Сонячної системи, $M(r) \approx M_\odot$.

Для спіральної галактики давно відомо, що поблизу її центру спостерігається твердотільне обертання, коли

$$V(r) = \omega r, \quad (6.17)$$

а на видимій периферії слід було б очікувати асимптотичного досягнення кеплерівського руху за законом (6.16).

Насправді, зменшення швидкості, як у (6.16), не відбувається. Спостерігається триваліше зменшення або майже незмінне значення $V(r) = V_m$ (плоска крива обертання), або навіть зростаюча крива в межах відстаней до центру, для яких можна вимірювати швидкості обертання. Приклади таких кривих наведені на рис. 6.6 та 6.7.

Якщо застосувати формулу (6.14) для матерії, розподіленої рівномірно, — $M(r) = \frac{4}{3}\pi r^3 \rho$, то при сталій густині маємо твер-



дотільне обертання $V(r) \sim r$. Якщо прийняти, що $\rho \sim r^{-2}$, то швидкість обертання досягає сталого значення; одержуємо плоску криву обертання, яку часто і спостерігаємо.

Якби такі криві обертання були одержані за часів Кеплера, коли ще не було відкрито закон Всесвітнього тяжіння, то можна було б очікувати його запису у формі

$$F \sim \frac{1}{r}, \quad U \sim \ln r. \quad (6.18)$$

Проте це неприйнятно, оскільки найбільш природним поясненням плоских кривих обертання є припущення, що навколо галактик знаходиться невидима матерія із густиною мас $\rho \sim r^{-2}$. Саме такий закон розподілу мас може бути у самогравітуючій ізотермальній газовій сфері.

Теорему віріала також можна використати для обчислення профілю густини за спостережуваною кривою обертання. Дійсно, оскільки з (6.14) маємо $M(r) = \frac{rV^2(r)}{G}$, то

$$\rho(r) = \frac{dM(r)}{dV} = \frac{1}{4\pi Gr^2} \frac{d}{dr} [rV^2(r)] = \frac{1}{4\pi G} \left[\frac{V^2(r)}{r^2} + 2 \frac{V(r)}{r} \frac{dV(r)}{dr} \right]. \quad (6.19)$$

Звідси зрозуміло, що за сталого $V(r)$ $\rho \sim r^{-2}$.

Ще точно не встановлено, як далеко сягає плоска або зростаюча крива обертання. Якщо вона сягає відстаней, порівнянних із відстанями до сусідніх галактик, то це може мати серйозні космологічні наслідки, а саме: середня густина цієї невидимої матерії може бути достатньо близькою до критичної густини $\rho_c = \frac{3H_0^2}{8\pi G} \approx 1,87 \cdot 10^{-29} h^2 \text{ г/см}^3$ ($h \equiv H_0 / 100$ — безрозмірна стала Габбла для 100 (км/с)/Мпк).

Щоб одержати профіль густини до радіусів, більших за можливість спостереження водню радіотелескопами, потрібні помітні об'єкти в орбіті навколо галактик. Потенційні кандидати для таких «пробних тіл» — супутникові галактики, галактики-сусіди для спіральних галактик, подібно до Магелланових Хмар для нашої Галактики. Але за результатами аналізу відносних швид-

костей супутників спіральних галактик поки що не одержано обмеження на протяжність гало; знайдено нижню межу для радіуса, що у декілька разів (~ 3) перевищує нижню межу за радіоспостереженнями.

6.10. Моделі галактик за кривими обертання

За спостережуваними кривими обертання моделюють склад галактики. Р. Санчизі та Т. ван Альбадо прийняли двокомпонентну модель галактики NGC 3198. На рис. 6.10 показаний розклад кривої обертання на ті її частини, які залежать від мас диска та гало з темної матерії. Як бачимо, сумарна модельна крива обертання добре апроксимує спостережувані дані (точки з «вусами» — похибками вимірювання).

На рис. 6.11 відповідно до розкладу кривої обертання для NGC 3198 наведено залежності $M(r)$ для диска та гало.

Розклад загальної маси на масу диска та масу гало є неоднозначним, оскільки для цього необхідно знати співвідношення маса—яскравість для диска. Для такого розкладу розглядають модель так званого максимального диска, в якій передбачалося, що якнайглибша частина кривої обертання визначається винятково видимою матерією в диску, тобто нехтують масою темної речовини (якщо вона і є) у самому центрі.

У більш складних моделях приймають до уваги, крім гало та диска, і балдж, і газ. У цьому разі може прийматися різна залеж-

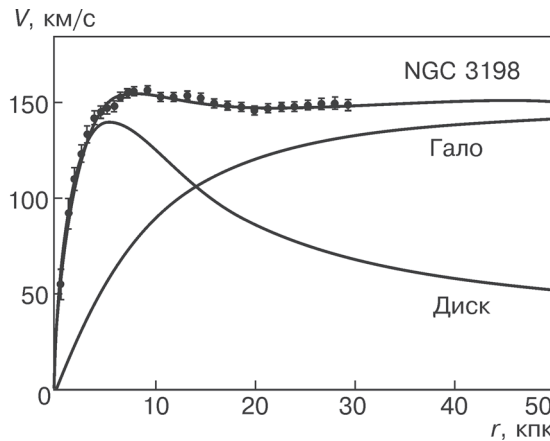


Рис. 6.10. Двокомпонентне моделювання кривої обертання NGC 3198

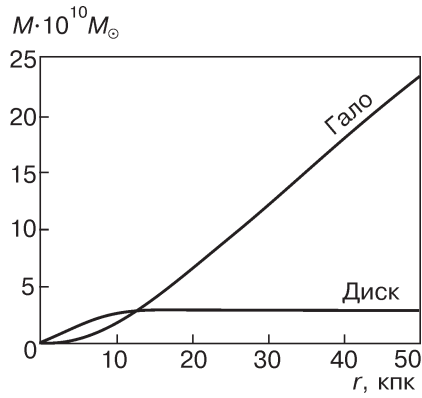


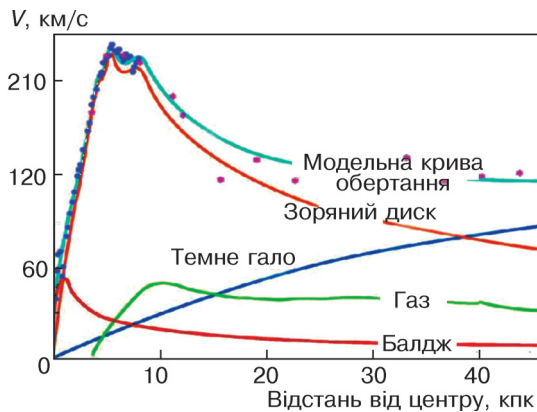
Рис. 6.11. Залежність $M(r)$ для диска та для гало темної матерії

ність швидкості обертання цих компонент від відстані до центру. Такі моделі дають добре наближення кривої обертання. На рис. 6.12 показаний розклад кривої обертання за чотирма компонентами для NGC 157.

6.11. Універсальні криві обертання

У 1980 р. Рубін зі співавторами висловила ідею про існування універсальної кривої обертання, яка може бути прийнятною для всіх спіральних галактик. Ідея стандартної кривої обертання виникла з огляду на обмежені та дуже неточні дані, отримані протягом двох десятиліть вимірювань обертання. У перших спробах

Рис. 6.12. Крива обертання спіральної галактики NGC 157 і результати її моделювання (розділення на компоненти). Крива побудована за оптичними спостереженнями та радіоспостереженнями в лінії 21 см нейтрального водню. Внезок темного гало є переважаючим тільки на дуже великих відстанях від центру. Оптичний радіус галактики менший як 15 кпк



апроксимації часто приймалося, що $V(r) = ar / (1 + br^2)$ (a і b — сталі). Оскільки максимум цієї кривої спостерігається при $r = b^{-1/2}$, і відбувається подальше її майже кеплерівське спадання, то сталі a та b такі, що в межах «видимих розмірів» спіральної структури добре описувалася лише зростаюча ділянка кривої.

На базі великої кількості кривих обертання, каталогізованих М. Персиком та П. Салуччі (1995), з урахуванням результатів даних спостережень у H_α , опублікованих Д. Метьюсоном та іншими (1992), та деяких даних про радіокриві обертання, Персик та інші (1996), Салуччі та Персик (1997) дійшли такого висновку: розглядати універсальні криві обертання потрібно окремо для галактик різної світності та різних морфологічних типів (спіралей, галактик низької поверхневої яскравості, еліптичних галактик, карликових ірегулярних галактик). Наведемо формули, отримані цими авторами. Обмежимося кривими обертання для спіральних галактик.

Салуччі та Персик (1997) показали, що криві обертання спіралей можна добре апроксимувати комбінацією двох компонент. Перша пов'язана з тонким експоненціальним диском, швидкість обертання якого в діапазоні відстаней від центру $0,04R_{opt} < R < 2R_{opt}$ визначається за формулою

$$V_d^2 = V^2(R_{opt})\beta \frac{1,97x^{1,22}}{(x^2 + 0,78^2)^{1,43}}, \quad (6.20)$$

де $x = R / R_{opt}$ (R_{opt} — радіус, у межах якого висвічується 83 % світла). Для експоненціального диска $R_{opt} = 3,2R_d$ (R_d — параметр радіальної шкали диска). Параметр β залежить від світності. Функція (6.20) не відображує кеплерівське спадання при $x \rightarrow \infty$ і не є загальним виразом V_d^2 для експоненціального диска, її застосування обмежується вказаним діапазоном значень радіуса.

Другим компонентом є гало зі швидкістю обертання, що визначається так:

$$V_r^2 = V^2(R_{opt})(1 - \beta)(1 + a^2) \frac{x^2}{x^2 + a^2}, \quad (6.21)$$



де a — параметр, що залежить від світності. Загальна крива обертання задається квадратичною сумою

$$V^2 = V_d^2 + V_g^2. \quad (6.22)$$

У такій моделі світністю балджу нехтують. Параметри, які залежать від світності, найкращим чином апроксимують дані, якщо

$$\beta = 0,72 + 0,44 \lg(L / L_*), \quad a = 1,5 (L / L_*)^{1/5}, \quad (6.23)$$

де $L_* = 10^{10,4} L_\odot$.

Альтернативний та достатньо простий вираз для універсальної кривої обертання дає модель PE (Polyex, поліномоекспоненціальна модель):

$$V_{PE}(r) = V_0(1 - e^{-r/r_{PE}})(1 + \beta r / r_{PE}). \quad (6.24)$$

Параметр V_0 задає амплітуду кривої; r_{PE} — шкалу відстаней від центру; β — тип кривої ($\beta > 0$ — зростаюча крива, $\beta = 0$ — плоска, $\beta < 0$ — спадна). Таку модель кривої обертання використовують у проекті, мета якого — створити базу даних про спіральні галактики на підставі радіоспостережень в обсерваторії Аресибо (Катинелла Б. та ін., 2007). Модель фізично не мотивовано, але вона є досить гнучкою для апроксимації даних, і для 94 % кривих обертання галактик досліджуваної авторами вибірки є цілком придатною.

6.12. «Матеріальний» та «хвильовий» погляди на походження спіралей

Теорія рівноваги та стійкості плоских гравітуючих систем інтенсивно розвивалася у 1960—1970 роках.

Щодо походження спіральних рукавів дискових галактик існує дві конкуруючі можливості.

1. Рукава являють собою матеріальні утворення (зорі, газ разом з магнітним полем), що разом з диском галактик приймають участь у диференціальному обертанні, з тією самою локальною швидкістю, що й диск. Можливість існування таких структур досліджували Гольдрейх та Лінден-Белл (1965) для газових дисків, А. Тумре (1964) — для зоряних дисків.

2. Рукава — хвилі густини, що обертаються твердотільно, незалежно від диференціального обертання диска галактик. Вперше таку теорію висловив Ліндبلاد. Детально її було розроблено Ч.-Ч. Лінем, Ф. Шу (1964), А. Калнайсом (1973) та іншими.

Обидва напрями досліджень — це чисто гравітаційні теорії, іншими силами взаємодії нехтують. Підінгтон (1973) звернув увагу на істотне значення магнітного поля у формуванні рукавів. Вважається, що чисто гравітаційні теорії — перше наближення більш точних теорій.

У різні роки було висловлено численні «матеріальні» гіпотези щодо утворення спіральних рукавів галактик. Історично першою була гіпотеза, що ґрунтувалася на космогонічній гіпотезі Джинса про походження галактик. Вона полягала у припущенні, що галактика — це газова туманність, яка у своєму розвитку відображує весь шлях еволюційної послідовності Габбла: від еліптичної галактики до іррегулярної, поступово перетворюючись на зоряну систему. Гіпотезу Джинса було спростовано завдяки спостереженням.

Теорія припливної взаємодії пояснює виникнення спіральної структури як результат гравітаційної взаємодії у разі зближення двох або декількох галактик. За певних умов такі зустрічі можуть спричинювати виникнення спіралей. Проте існування ізольованих галактик з добре розвинутою спіральною структурою потребує розвитку теорії без залучення взаємодії.

Відповідно до магнітної теорії утворення спіральної структури магнітне поле, яке утворилося в первісній газовій туманності, зібрало дифузну матерію в два спіральних джгути уздовж магнітних силових ліній. Внаслідок різної кутової швидкості обертання галактики джгути зігнулися і набули спіральної форми.

Гідродинамічна концепція припускає, що спіральні рукава галактик формуються з міжгалактичного газу, який захоплюють галактики при їх обертанні та русі в міжгалактичному просторі.

Але «матеріальним» теоріям спіралей притаманна проблема, яку важко вирішити. Було показано наступне: якщо спіралі рухаються разом з галактикою, що обертається диференціально, то спіралі будуть розтягуватися, густина матерії у спіралях буде зменшуватися, і через деякий час відбудеться «розсмоктування» спіралей, тобто вони є нестійкими. Вік таких спіралей оцінюється порядку одного періоду обертання галактики, тобто приблизно як 10^8 років. Якщо прийняти вік галактик 10^{10} років, то дуже



малоймовірно, що ми бачимо всі спіралі саме у час їх короткого існування (космічна змова). Якщо навіть спіралі і зберігаються, вони мають бути багатовитковими, а цього не спостерігається. В «матеріальних» теоріях необхідно, щоб весь час відбувалася регенерація матерії спіралей. Гольдрейх і Лінден-Белл (1964) та Тумре (1964) пояснювали можливість регенерації нестійкістю дисків, унаслідок чого рукава «підживлюються» речовиною дисків.

Проте це стосувалося лише гравітаційного підходу, наявність достатньо сильного магнітного поля може запобігти руйнуванню спіралей диференціальним обертанням. Лишається ще можливість пояснити слабку закрученість спіралей тим, що вони руйнуються і створюються знову в середньому раз у 10^9 років. Можливо, що деякі відрізки спіральних рукавів, наприклад рукав Оріон—Лебідь Галактики, у якому розташоване Сонце, є саме такими матеріальними гілками.

Однак більш обґрунтованою є інша точка зору щодо походження спіральної структури, згідно з якою рукав — спіральна хвиля густини, яка обертається відносно диска з постійною кутовою швидкістю. Вперше довели можливість існування таких хвиль Лінь та Шу (1964). Твердотільне обертання означає, що форма фронту хвилі не спотворюється диференціальним обертанням диска галактики.

Галактики вважаються беззіштовхувальними зоряними системами. За оцінками, час між двома послідовними зближеннями певної зорі з іншими зорями на декілька порядків більший за вік галактики. Тому можливість виникнення хвиль у таких системах є досить неоднозначною. Вважається, що пружність, необхідна для поширення хвиль густини, зумовлена силами Коріоліса, які спричиняють епіциклічний рух зір і утворення згущень.

Згідно з теорією Ліня та Шу спіральні рукава та перемички — це хвилі густини, які виникають через синхронізацію орбітального руху зір. Орбіта зорі в галактиці відрізняється від орбіти планети навколо Сонця, оскільки в галактиці немає домінуючого центрального тіла. Хоча у центрі багатьох галактик є чорна діра, її маса становить малу частку маси галактики, тому речовина здебільшого розподілена досить рівномірно. Як наслідок, зорі рухаються за орбітами, подібними на малюнки спірографа: незамкнутий еліпс постійно зміщується в процесі руху зорі по орбіті. Наприклад, Сонцю потрібно близько 230 млн років, щоб пройти своєю еліптичною орбітою, яка при цьому повертається

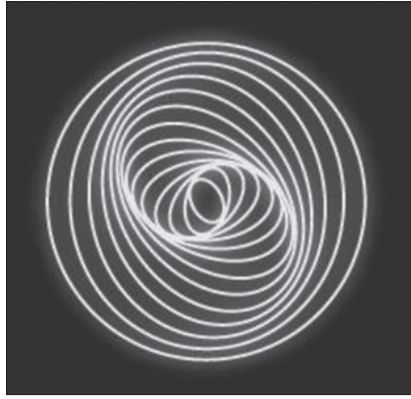


Рис. 6.13. До утворення спіральних хвиль густини

на 105° ; таким чином, сонячний еліпс робить повний оберт за кожних 790 млн років.

Якщо еліпси зоряних орбіт обертаються зі швидкостями, що сильно розрізняються, в галактиці не формуються хвильові структури. Хвиля виникає тоді, коли або багато еліпсів, або всі вони обертаються з однаковою швидкістю. У динамічному утворенні перемички ці еліпси орієнтовані однаково і створюють область підвищеної щільності уздовж своїх великих осей. У спіральній

хвилі орієнтації сусідніх орбіт дещо розрізняються, тому область підвищеної щільності має вигляд зігнутої лінії.

Що ж змушує еліпси обертатися синхронно? Це відбувається за рахунок спонтанної гравітаційної нестійкості. У гравітаційно замкненій системі може виникнути самопідсилення хвиль густини. Якщо спочатку зоряні орбіти «вишикувалися» випадково, то гравітація змінює швидкість обертання еліпсів: швидкі сповільнюються, а повільні прискорюються, так що їх рух синхронізується.

Хвильову теорію спіральної структури галактик розроблено досить детально та підтверджено спостереженнями. Однак існує низка невирішених проблем. Чому регулярний спіральний візерунок спостерігається не в усіх галактиках з плоскою складовою? Часто ми бачимо нерегулярну структуру, що складається з багатьох утворень, для яких подібність спіральних рукавів має місце лише в загальному. Регулярний глобальний спіральний візерунок спостерігається у перетнутих галактиках та у галактиках зі супутниками. У цих випадках регулярну структуру можна пояснити так: бар у центрі галактики діє як генератор, що збуджує та підтримує хвилі густини. Галактики-супутники припливними силами, як свідчить комп'ютерне моделювання, також можуть збуджувати спіральні хвилі густини в основній галактиці (рис. 6.13).



6.13. Форма спіральних рукавів

Е. фон дер Пален (1911) спробував описати форму спіральних рукавів математичною кривою. Він виявив, що два основних рукава М 33 досить добре апроксимуються логарифмічною спіраллю, однак вони мають різні швидкості закручування та відстоять одна від одної не на 180° . Детально дослідив це питання К.-Г. Данвер (1942). Для 98 галактик він вивів параметри логарифмічної спіралі:

$$r = r_0 \exp(k\varphi) \text{ або } \ln r = \ln r_0 + k\varphi. \quad (6.25)$$

Він показав, що спіралі перетинають радіальні напрямки під кутами $54\text{--}86^\circ$ за середнього значення $73,4^\circ$. Середня кутова довжина спіралей становить приблизно 300° .

У 1967 році Караченцев і Караченцева, досліджуючи вибірку зі 116 галактик, що спостерігаються пласом, дійшли висновку, що форма спіральних рукавів — архімедова спіраль:

$$r = a(\varphi + \varphi_0). \quad (6.26)$$

Середня кутова довжина дорівнює 250° при дисперсії 114° , причому в окремих випадках вона сягає 750° .

Однак найпоширенішим є твердження, що форма рукавів — все-таки логарифмічна спіраль. У табл. 6.3 для деяких спіральних галактик (наявних у каталозі Мессьє) наведені значення кутів нахилу спіралей, визначених К. Гарсія-Гомесом та Е. Атанас-

Таблиця 6.3. Значення кута нахилу спіралей для деяких яскравих галактик з каталогу Мессьє

Назва галактики	Кут нахилу	Тип	Клас спіралей	V_{\max} , км/с
NGC 224 = М 31	82,3	Sb	—	240
NGC 598 = М 33	60,8	Scd	5	105
NGC 628 = М 74	77,6	Sc	9	300
NGC 3031 = М 81	71,9	Sab	12	336
NGC 3992 = М 109	80,4	Sbc	9	293
NGC 4254 = М 99	77,4	Sc	9	242
NGC 4303 = М 61	76,9	Sbc	9	150
NGC 5194 = М 51	78,3	Sbc	12	250
NGC 5236 = М 83	73,2	Sc	9	250
NGC 5457 = М 101	65,1	Scd	9	235

соулі (1993) за методом фур'є-аналізу. Рукава простежувалися за зонами Н II. У таблиці наведені також габблівський морфологічний тип, клас рукавів (за Ельмеґрінами) та максимальна швидкість обертання галактики. Всього у цій праці розглянуто 44 спіралі, за якими було помічено такі закономірності: 1) значення кута нахилу має тенденцію зменшуватися з габблівським морфологічним типом (коефіцієнт кореляції $\rho = -0,6$); 2) галактики з добре розвиненою спіральною структурою (великі значення класу рукавів) мають більший кут нахилу; 3) галактики з більшою швидкістю обертання мають більші кути нахилу, при цьому коефіцієнт кореляції невеликий ($\rho = 0,5$).

СВІТНІСТЬ ГАЛАКТИК**7.1. До поняття світності**

Світність (від англ. luminosity) галактики — повна потужність її випромінювання, тобто повна кількість енергії у певному частотному діапазоні, що випромінюється в одиницю часу з повної поверхні галактики. Залежно від діапазону частот випромінювання розрізняють оптичну світність, УФ-світність, ІЧ-світність, рентгенівську світність, радіосвітність.

Оптична світність змінюється в дуже широкому інтервалі — від декількох мільйонів світностей Сонця (L_{\odot}) у найменших галактик до декількох сотень мільярдів L_{\odot} для галактик-гігантів. Для оцінювання цю величину часто вважають пропорційною до загальної кількості зір у галактиці або до її повної маси. Світність галактик таких, як наша Галактика, становить декілька десятків мільярдів L_{\odot} . Проте для однієї і тієї самої галактики вона може істотно розрізнятися залежно від діапазону спектра, в якому ведуться спостереження. Тому дуже важливу роль у вивченні галактик відіграють спостереження в різних інтервалах довжин хвиль (мультихвильові спостереження). Тип галактик змінюється при переході від одного спектрального діапазону до іншого — від радіохвиль до гамма-променів. Це пов'язано з тим, що основним у випромінювання галактик на різних довжинах хвиль є внесок об'єктів різної природи. У табл. 7.1 подано перелік частотних діапазонів та основні джерела випромінювання в цих діапазонах.

Т а б л и ц я 7.1. Основні джерела випромінювання Галактик в спектральних діапазонах

Спектральний діапазон	Об'єкти, що дають основний внесок у випромінювання галактики	Примітка
Гамма	Активні ядра деяких галактик. Джерела одиночних коротких сплесків випромінювання, що пов'язані з компактними зорями (нейтронними зорями, чорними дірами)	Випромінювання галактик у цьому діапазоні рідко спостерігаються. Воно реєструється тільки за межею атмосфери Землі
Рентгенівський	Гарячий газ галактик і скупчень. Активні ядра деяких галактик. Окремі джерела, пов'язані з тісними подвійними зоряними системами з перетіканням речовини на компактну зорю	Випромінювання приймається тільки за межею атмосфери Землі
Ультрафіолетовий	Найгарячіші зорі (у галактиках, де відбувається зореутворення, це — блакитні надгіганти). Активні ядра деяких галактик	Випромінювання особливо сильне в галактиках з інтенсивним зореутворенням
Область видимого світла	Зорі з різною температурою. Світлі газові туманності	Більшість галактик випромінюють основну енергію
Ближній інфрачервоний	Найхолодніші зорі (червоні надгіганти, червоні гіганти, червоні карлики)	Світність галактики найточніше характеризує повну масу зір галактики
Далекий інфрачервоний	Міжзоряний пил, нагрітий випромінюванням зір. Активні ядра і навіколоядерні області деяких галактик	Випромінювання особливо сильне в галактиках з інтенсивним зореутворенням. Реєструється тільки за межею атмосфери Землі
Радіо	Високоенергетичні електрони в міжзоряному магнітному полі. Холодний (атомарний, молекулярний) міжзоряний газ, що випромінюється на певних частотах. Активні ядра деяких галактик	Випромінювання дає основну інформацію про холодний міжзоряний газ галактики і про магнітні поля в міжзоряному просторі



Міра світності галактики — її абсолютна зоряна величина:

$$M - M_0 = -2,5 \lg(L / L_0),$$

де значення M_0 , L_0 залежать від вибраної фотометричної системи. Абсолютна величина обчислюється за видимою величиною:

$$M = m - 5 \lg d_L - 25, \quad (7.1)$$

де фотометрична відстань d_L (див. розд. 5) вимірюється у мегапарсеках.

7.2. Класи світності галактик

У 1960 році ван ден Берг, аналізуючи блакитні зображення Паломарського огляду неба, звернув увагу на деякі морфологічні особливості спіральних галактик, які дають змогу оцінити їхню світність. Класифікація Габбла (див. розд. 2) лаштує галактики в ряд за ступенем розвиненості та контрасту спіральної структури. У межах одного габблівського типу галактики можуть істотно розрізнятися за світністю. Ван ден Берг ввів класи світності для кожного габблівського типу, які ніби розширюють тип у перпендикулярному напрямку. Так, галактики Sc та SBc він розбив на п'ять класів — I, II, III, IV, V, у порядку зменшення світності. Для «неправильних» галактик ван ден Берг визначив класи IгII, IгIII, IгIV, для галактик Sb та SBb ввів три класи світності — I, II, III. Для всіх типів приймалися також проміжні класи, наприклад ScI-II. За аналогією із зорями галактики класу I він назвав надгігантами, класу II — яскравими гігантами, класу III — нормальними гігантами, класу IV — субгігантами, класу V — карликами. У послідовності класів світності разом з проміжними класами від класу ScI до класу ScIV різниці між середніми абсолютними зоряними величинами сусідніх класів змінюються від 0,3 до 0^m,7, для менш світних класів — до 1^m,2. Вважається, що в середньому різниця між класами становить 0^m,5. Точність визначення класу світності ван ден Берг оцінив від 0^m,3 до 0^m,8 у різних випадках.

Хоча поділ на класи світності має здебільшого якісний характер, їх часто використовують як доповнення до габблівської класифікації, яке дає приблизне уявлення про світність галактики. Іноді клас світності присвоюють і еліптичним та лінзоподібним галактикам.

7.3. Поправки до значень видимих зоряних величин

Інформацію про світність галактики отримують унаслідок інтегрування поверхневої яскравості у площині галактики. Фотометрія, звичайно, дає видимі зоряні величини m_{λ_0} у певному фільтрі, що характеризується ефективною довжиною хвилі λ_0 та певною шириною смуги (див. розд. 3). Природно за абсолютну величину прийняти таку, яка мала б місце, якби спектральний розподіл енергії випромінювання даного космічного об'єкта збігався б зі спектральною кривою фільтра (функції передачі приймача). Відповідно до цього маємо і систему абсолютних зоряних величин M_{λ_0} . Зрозуміло, що для обчислення абсолютних величин необхідно знати відстань (модуль відстані). Але, крім цього, необхідно також зробити певні корекції видимих величин. Не враховуючи чисто технічні корекції (за видимістю, за апертурою тощо), розглянемо ті, які спричинені позаатмосферними ефектами.

Унаслідок деяких ефектів інтенсивність і початковий спектральний розподіл випромінювання тіла спотворюється при поширенні випромінювання. Найчастіше враховують три ефекти: 1) поглинання на шляху від джерела до спостерігача; 2) перерозподіл енергії у вікні прозорості фільтра за рахунок космологічних ефектів; 3) перерозподіл енергії внаслідок еволюції джерела випромінювання. Формула корекції має такий вигляд:

$$m_{\lambda_0} \rightarrow m_{\lambda_0} - A_{\lambda_0} - K_{\lambda_0}(z) - E_{\lambda_0}(z). \quad (7.2)$$

Перша з поправок задається параметром A_{λ_0} . Здебільшого враховують поглинання в Молочному Шляху та самопоглинання у галактиці, тобто $A_{\lambda_0} = A_{\lambda_0}^G + A_{\lambda_0}^{(in)}$. Поглинання в Молочному Шляху треба враховувати, зрозуміло, і для спіральних галактик, і для еліптичних. Внутрішнє поглинання для еліптичних і лінзоподібних галактик здебільшого не враховують, оскільки воно для них є незначним порівняно з похибками фотометрії, — в таких галактиках мало поглинального пилу.

Довгий час величини $A_{\lambda_0}^G$ обчислювали за законом косеканса, який, наприклад для B -смуги, набуває вигляду $A_B = 0,25 \operatorname{cosec} |b|$ (формула Габбла), де b — галактична широта. Цей закон, як неважко бачити, відповідає моделі розподілу пилу в Галактиці у ви-



гляді нескінченного плоского шару певної товщини. З цієї формули випливає симетричне розташування Сонця у поглинальному шарі: в напрямку на обидва Галактичні полюси $A_B = 0,25$.

У подальшому дослідження поглинання стосувалися укладання карт, які б враховували «рельєф непрозорості». У 1978 році Д. Бернштейн та К. Гейлес розробили метод обчислення «почервоніння», тобто надлишок кольору $E(B - V)$, у довільному напрямку за результатами розподілу нейтрального водню в Галактиці та за Лікськими глибокими підрахунками галактик Шайна та Віртанен. У 1982 році вони опублікували карти «почервоніння» і в 1984 році розраховували значення поглинання у B -смузі: $A_B^G = 4E(B - V)$, для 13 000 галактик з каталогу UGC і 4350 галактик з каталогу RC2. Точність значень $A_B^G > 0,6$ для більшості галактик автори оцінювали як 10 %, для деяких галактик 15 %, точність визначення $A_B^G \leq 0,6$ становить $0^m,06$.

У 1998 році Д. Шлегель, Д. Фінкбайер та М. Девіс, використовуючи результати вимірювання інтенсивності випромінювання пилу в Галактиці на довжині хвилі 100 мкм супутниками COBE та IRAS, склали карти розподілу пилу (температура якого у міжзоряному середовищі варіює від 17 до 21 К) та нові карти «почервоніння». За цими картами можна визначати поглинання з точністю, вдвічі вищою, ніж за картами Бернштейна та Гейлеса. Карти Шлегеля та інших можна знайти на веб-сайті <http://astro.berkeley.edu/davis/dust/>.

У базі даних NED наведено значення поглинання як за Бернштейном і Гейлесом (для галактичних широт, більших ніж 10°), так і за Шлегелем для всіх смуг стандартної фотометричної системи Джонсона. При цьому за надлишком кольору $E(B - V)$ поглинання у B -смузі розраховується за формулами, прийнятими авторами, зокрема за Шлегелем зі співавторами $A_B^G = 4,1E(B - V)$ відповідно до обґрунтування Карделі. У базах даних NED та LEDA приймається дещо інша формула перерахунку «почервоніння» (за Шлегелем) у поглинання: $A_B^G = 4,33E(B - V)$.

Для ілюстрації залежності поглинання в зоряних величинах від смуги наведемо в табл. 7.2 значення поглинання для галактики RFGC 891, що спостерігається з ребра. У другому рядку таблиці подано значення центральної довжини хвилі для фільтра.

Т а б л и ц я 7.2. Значення поглинання у Галактиці для RFGC 891

Параметр	Смуга								
	<i>U</i>	<i>B</i>	<i>V</i>	<i>R</i>	<i>I</i>	<i>J</i>	<i>H</i>	<i>K</i>	<i>L'</i>
λ_0 , мкм	0,34	0,44	0,54	0,65	0,80	1,27	1,67	2,22	3,81
A^c , mag	0,187	0,149	0,114	0,092	0,067	0,031	0,020	0,013	0,005

Обом методам притаманні невраховані систематичні похибки. Так, поглинання за Шлегелем може бути недооцінене, оскільки визначається за пилом, який був зафіксований супутниками у певному діапазоні температур, але може не враховуватися більш холодний пил. Методу Бернштейна—Гейлеса також властиві помилки: не обов'язково, що водень відстежує пил, а також через можливі флуктуації кількості галактик.

Поправка $A_{\lambda_0}^{(in)}$ за внутрішнім поглинанням у галактиках (самопоглинання) дає змогу звести зоряну величину до стандартного її значення у зображенні пласом і не враховує непрозорість галактики для випромінювання вздовж осі симетрії. Традиційно цю поправку приймають у вигляді

$$A_{\lambda_0}^{(in)} = \gamma_{\lambda_0} \lg(a / b), \quad (7.3)$$

за яким визначають нульове значення поправки для галактики, видимої пласом. Коефіцієнт γ_{λ_0} залежить від смуги та від властивостей галактик. Де Вокулер та інші (1991) в описанні каталогу RC3 показали, що цей коефіцієнт для *B*-смуги залежить від морфологічного типу:

$$\gamma_B^{(in)} = \gamma_B^{(in)}(T) = 1,5 - 0,03(T - 5)^2. \quad (7.4)$$

Тут *T* — цифровий код типу галактики (див. розд. 2). У низці праць для інших смуг коефіцієнт $\gamma_{\lambda_0}^{(in)}$ визначали залежно від типу. Зокрема Джіованеллі зі співавторами (1994) показали, що у формулі (7.4) потрібно розглядати залежність $\gamma_{\lambda_0}^{(in)}$ від світності галактики (яка корелює з типом), $\gamma_{\lambda_0}^{(in)} = \gamma_{\lambda_0}^{(in)}(L)$. За їхніми даними для Sc-галактик у *I*-смугі $\gamma_{\lambda_0}^{(in)}$ змінюється від 0,8 до 1,2, коли M_I змінюється від -19 до $-22^m,5$.



Світність добре корелює з шириною лінії 21 см (залежність Таллі—Фішера), тому Таллі зі співавторами (1998) запропонували такі залежності для чотирьох смуг:

$$\gamma_B^{(in)}(W) = 1,57 + 2,75(\lg W_{20} - 2,5), \quad (7.5a)$$

$$\gamma_R^{(in)}(W) = 1,15 + 1,88(\lg W_{20} - 2,5), \quad (7.5b)$$

$$\gamma_I^{(in)}(W) = 0,92 + 1,63(\lg W_{20} - 2,5), \quad (7.5в)$$

$$\gamma_{K'}^{(in)}(W) = 0,22 + 0,40(\lg W_{20} - 2,5). \quad (7.5г)$$

Залежності поглинання від ширини W_{20} лінії 21 см (тут на рівні 20 % пікового значення) зручно використовувати, наприклад, для побудови ТФ-залежностей (див. розд. 5). Існують й інші статистичні залежності $\gamma_{\lambda_0}^{(in)}$ від параметрів галактик. Наприклад, Й. Чо і Ч. Парк (2009) визначили залежність коефіцієнтів $\gamma_{\lambda_0}^{(in)}$ не тільки від світностей (у цьому випадку від абсолютних величин M_K) для u та r смуг цифрового спектрального огляду SDSS (див. розд. 4), які мають квадратичний вигляд:

$$\gamma_{r-K_S}^{(in)}(M_K) = 1,16 - 0,089(M_K + 22,9)^2, \quad (7.6a)$$

$$\gamma_{u-K_S}^{(in)}(M_K) = 2,24 - 0,187(M_K + 22,9)^2, \quad (7.6б)$$

а й від індексів концентрації, причому ця залежність також є квадратичною:

$$\gamma_{r-K_S}^{(in)}(c) = 1,14 - 1,35(c - 2,48)^2, \quad (7.7a)$$

$$\gamma_{u-K_S}^{(in)}(c) = 2,61 - 3,37(c - 2,57)^2. \quad (7.7б)$$

Тут $\gamma_{r-K_S}^{(in)} = \gamma_r^{(in)} - \gamma_{K_S}^{(in)}$, $\gamma_{u-K_S}^{(in)} = \gamma_u^{(in)} - \gamma_{K_S}^{(in)}$, причому значення $\gamma_{K_S}^{(in)}$ близьке до нуля, тобто формули (7.6) та (7.7) фактично визначають $\gamma_r^{(in)}$ та $\gamma_u^{(in)}$.

Друга поправка в формулі (7.2) — $K_{\lambda_0}(z)$ — так і називається K -поправка, вона залежить від червоного зміщення.

Третя поправка $E_{\lambda_0}(z)$ в (7.2) — еволюційна поправка — є наслідком того факту, що на великих червоних зміщеннях спо-

стерігаються більш молоді галактики з дещо іншим розподілом енергії у спектрі. Вирази K - та еволюційної поправок наведені в розд. 3.

Якщо згідно з формулою (7.2) виконано всі корекції видимої величини, то за відомої фотометричної відстані визначають її абсолютні величини у даній смузі M_{λ_0} .

Серед інших абсолютних зоряних величин виділяють так звані *болометричні абсолютні величини* M_b . Вони визначаються параметрами джерела: ефективним розміром та ефективною температурою. За відомої фотометричної відстані знаходять і видимі болометричні величини m_b . З міркувань незалежності фотометричної відстані від фільтра, що використовується, маємо співвідношення між болометричним модулем відстані та модулем відстані у фільтрі:

$$m_b - M_b = m_{\lambda_0} - M_{\lambda_0} - A_{\lambda_0} - K_{\lambda_0} - E_{\lambda_0}. \quad (7.8)$$

Різницю $M_b - M_{\lambda_0} \equiv \Delta_{\lambda_0}$ називають *болометричною поправкою*. Її розраховують за фізичними моделями випромінювання джерела та кривими чутливості фільтра (приймача). Найчастіше припускають планківський спектр випромінювання галактики:

$$L(\nu) \approx \frac{2h\nu^3 / c^2}{\exp \frac{h\nu}{kT_1} - 1}. \quad (7.9)$$

Використовуючи позначення для болометричної поправки, співвідношення (7.8) можна записати у такому вигляді:

$$m_b = m_{\lambda_0} + \Delta_{\lambda_0} - A_{\lambda_0} - K_{\lambda_0} - E_{\lambda_0}. \quad (7.10)$$

Видима болометрична величина не залежить від сторонніх чинників, а лише від спектра випромінювання джерела та від фотометричної відстані.

У розд. 3 було виведено вираз (3.48) для зв'язку видимої та абсолютної зоряних величин у певній смузі довжин хвиль як суми п'яти доданків, два останні з них — K - та еволюційна поправки.

Габбл першим вивів вираз для K -поправки, а перші спроби визначити її на базі спостережуваного матеріалу належали Г'юмасону, Мейолу та Сендейджу (1956). Нині для K - та еволюційної поправок існують декілька варіантів таблиць значень за-



Таблиця 7.3. Значення коефіцієнтів k та e з залежностей $K(z) \approx kz$, $E(z) \approx ez$ для восьми фільтрів

Фільтр	k			e		
	E	Sa	Sc	E	Sa	Sc
U	3,6	3,25	2,85	-1,25	-2,75	-2,25
B	4,9	4,1	2,5	-1,15	-2,25	-1,95
V	1,95	1,6	0,95	-1,2	-1,9	-1,65
R	1,05	0,7	0,4	-1,2	-1,75	-1,4
I	0,45	0,15	-0,05	-1,2	-1,65	-1,3
J	-0,35	-0,55	-0,7	-1,25	-1,55	-1,2
H	-0,10	-0,25	-0,4	-1,35	-1,5	-1,15
K	-1,5	-1,6	-1,65	-1,4	-1,5	-1,1

лежно від червоного зміщення, морфологічного типу галактики (усередненої ефективної температури) та смуги пропускання.

Неважко бачити, що при $z \rightarrow 0$ обидві поправки (7.16) і (7.17) прямують до нуля, отже, при малих z їх можна подавати у вигляді $K(z) \approx kz$, $E(z) \approx ez$. У табл. 7.3 наведені значення коефіцієнтів k та e для фільтрів UBVR I JHK для еліптичних, Sa- та Sc-галактик згідно з працею Поджіанті (1997). Корекції були обчислені за так званою еволюційною синтетичною моделлю, яка відтворює спектри галактик від 1000 до 25 000 Å. Зауважимо також, що Поджіанті обчислила поправки для червоних зміщень до $z = 3$. При цьому максимальні значення K -поправки в такому діапазоні z для еліптичних галактик сягають 7^m для V -смуги, для спіралей — 3^m у R та I смугах.

7.4. Функція світності та функція густини галактик

Нехай $N(M, x, y, z)dMdV$ — кількість галактик, що знаходяться у елементарному об'ємі $dV = dx dy dz$ з координатами x, y, z і мають абсолютні зоряні величини від M до $M + dM$. У припущенні, що світність галактик не корелює з їхнім розташуванням, запишемо

$$N(M, x, y, z)dMdV = \varphi(M)dM \cdot n(x, y, z)dV. \quad (7.11)$$

Тут $\varphi(M)$ — диференціальна функція світності (ФС), тобто $\varphi(M)dM$ — частина всіх галактик, що мають абсолютну величину від M до $M + dM$; $n(x, y, z)$ — функція просторової густини галактик, тобто $n(x, y, z)dV$ — кількість галактик (усіх світностей) в одиничному об'ємі з координатами x, y, z . За означенням функція світності нормована на одиницю:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \varphi(M)dM = 1. \quad (7.12)$$

(Зауважимо, що є інший підхід до нормування функції світностей, коли (7.11) не приймається. Тут буде використано найпростіший варіант з нормуванням (7.12).) Тут функція світності визначена через абсолютні зоряні величини. Але оскільки виконується співвідношення

$$M - M^* = -2,5 \log(L/L^*), \quad (7.13)$$

функцією світності називають функцію розподілу за світностями, $\varphi(L)$.

Інтегральна функція світності — це відносна кількість галактик зі світностями, меншими за дане значення світності (або теж саме для абсолютних величин). Зв'язок диференціальної та інтегральної функцій світності має вигляд

$$\Phi(L) = \int_0^L \varphi(L')dL'. \quad (7.14)$$

Якщо розглядати функцію світності $\varphi(M)$ для всіх галактик, незалежно від їх морфологічного типу, у достатньо великому об'ємі Всесвіту, то $\varphi(M)$ інтерпретується як універсальна функція світності. Зрозуміло, що поняття універсальної функції світності — деяка ідеалізація, оскільки знайти абсолютно всі світності галактик у певному об'ємі мало ймовірно.

На практиці ФС визначають залежно від таких чинників:

- розташування та оточення галактик вибірки (галактики скупчень, галактики поля, галактики вайдів тощо);
- морфологічного типу галактик;
- класів поверхневої яскравості;



- обмежень на видиму величину (можливостей реєстрації галактик та вимірювання видимої величини);

- та багатьох інших.

Зауважимо, що наведений поділ ФС є умовним. Наприклад, якщо потрібно визначити ФС галактик скупчень, то оскільки ця вибірка збагачена еліптичними галактиками, ми по суті складаємо ФС галактик ранніх типів. Або, якщо потрібно знайти ФС галактик Місцевого об'єму, то ця вибірка має бути збагачена карликовими системами.

Залежно від частотного діапазону розрізняють

- оптичну (у видимому діапазоні ФС);
- інфрачервону ФС;
- функцію радіосвітностей;
- рентгенівську ФС.

Крім галактик розглядають ФС квазарів, активних ядер галактики тощо.

На практиці використовують як непараметричне подання ФС (у вигляді гістограм), так і аналітичне (параметричне).

7.5. Деякі приклади використання функції світності

Функція світності — фундаментальний інструмент для тестування теорій утворення галактик та інтерпретації результатів спостережень галактик на великих червоних зміщеннях як свідчень еволюції. Результати точного вимірювання ФС галактик у різних оточеннях підтверджують вплив процесів взаємодії на властивості популяції галактик.

Розглянемо декілька класичних задач зі статистики галактик, у яких використано ФС.

Передбачення поверхневої густини карликових галактик, яскравіших за зоряну величину m . Галактики величини m розкидані у просторі залежно від їхньої абсолютної світності. Якщо ФС — дельта-функція Дірака $\varphi(M) = \delta(M - M_0)$, тобто всі галактики мають однакову абсолютну величину M_0 , то відстань (у мегапарсеках) до галактики видимої величини m визначають однозначно за співвідношенням

$$r = 10^{0,2(m - M_0 - 25)}. \quad (7.15)$$

Кількість галактик у просторовому куті ω (стерадіан) в інтервалі зоряних величин $(m, m + dm)$ знаходять так:

$$A(m)dm = \omega r^2 n(r) dr, \quad (7.16)$$

де $n(r)$ — просторова густина галактик. Оскільки

$$dr = 10^{0,2(m-M_0-25)} 0,2 \ln 10 dm, \quad (7.17)$$

то

$$A(m)dm = \omega 10^{0,6(m-M_0-25)} n(10^{0,2(m-M_0-25)}) 0,2 \ln 10 dm. \quad (7.18)$$

Якщо ФС не є дельта-функцією, то задану видиму величину m ми отримуємо з імовірністю $\varphi(M)dM$. Проінтегрувавши за всіма абсолютними величинами, одержимо шукану кількість галактик в інтервалі величин $(m, m + dm)$:

$$A(m)dm = \omega 0,2 \ln 10 dm \int_{-\infty}^{\infty} 10^{0,6(m-M-25)} n(10^{0,2(m-M-25)}) \varphi(M) dM. \quad (7.19)$$

Передбачення кількості галактик до даної видимої величини. Інтегруючи вираз (7.19), маємо

$$N(m) \equiv \int_{-\infty}^m A(m) dm = \omega 0,2 \ln 10 \times \int_{-\infty}^m dm \int_{-\infty}^{\infty} 10^{0,6(m-M-25)} n(10^{0,2(m-M-25)}) \varphi(M) dM. \quad (7.20)$$

7.6. З історії дослідження функції світності

Відкриття «білих» туманностей (галактик) зумовило дослідження систем галактик. Спочатку це були найближчі галактики: М 31, М 33, NGC 6822, для яких Габбл за цефеїдами визначив відстань. Для таких галактик з'явилася можливість оцінити абсолютну зоряну величину. Першим каталогом, за яким була здійснена спроба побудувати ФС, був каталог Шеплі—Еймс. Г'юмасон помітив, що для галактик цього каталогу розсіяння на діаграмі Габбла (тобто залежності видимої величини від логарифма радіальної швидкості) є незначним. Якщо це виконується,



то незначним було і розсіяння функції розподілу $\varphi(M)$ за світностями, де M визначали за лінійним законом Габбла. У 1936 році він дійшов висновку, що $\varphi(M)$ має вигляд гауссіана:

$$\varphi(M) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left\{-\frac{(M - M_0)^2}{2\sigma^2}\right\}, \quad (7.21)$$

а також визначив параметри: $M_0 = -17^m$, $\sigma = 0^m,84$. Гауссіан із такими параметрами наведено на рис. 7.1.

Надалі Цвіккі неодноразово критикував габблівський гауссіан, оскільки Габбл не приймав до уваги ефекти селекції. Врахування означало внесення у вибірку великої кількості карликів, які «піднімають» відповідне крило ФС. Крім того, Цвіккі дотримувався думки про експоненціальне зростання кількості карликових галактик. Голмберг (1950), додавши відомі на той час карликові галактики із Місцевого об'єму, отримав несиметричну ФС (рис. 7.2).

Проте статистика була низькою, недостатньою для остаточного висновку. Ейбел (1964) досліджував ФС галактик у скупченнях і також отримав несиметричну криву, причому він першим довів, що у певному діапазоні світностей карликів крива дійсно близька до експоненти.

Ймовірність (функція світності, нормована на одиницю)

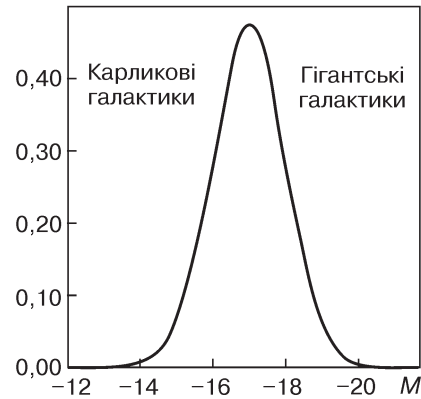


Рис. 7.1. Габблівський гауссіан

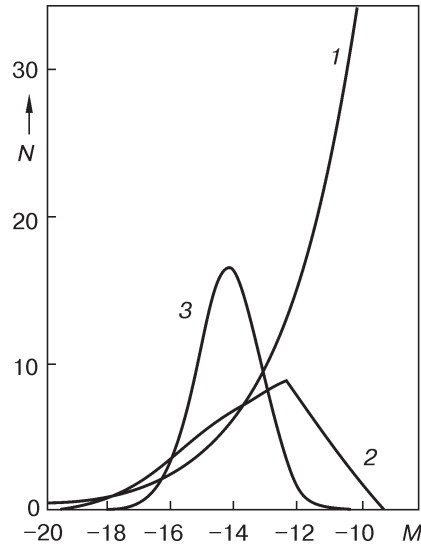


Рис. 7.2. ФС галактик в області малих світностей, отримані різними авторами: 1 — за Цвіккі; 2 — за Голмбергом; 3 — за Габблом

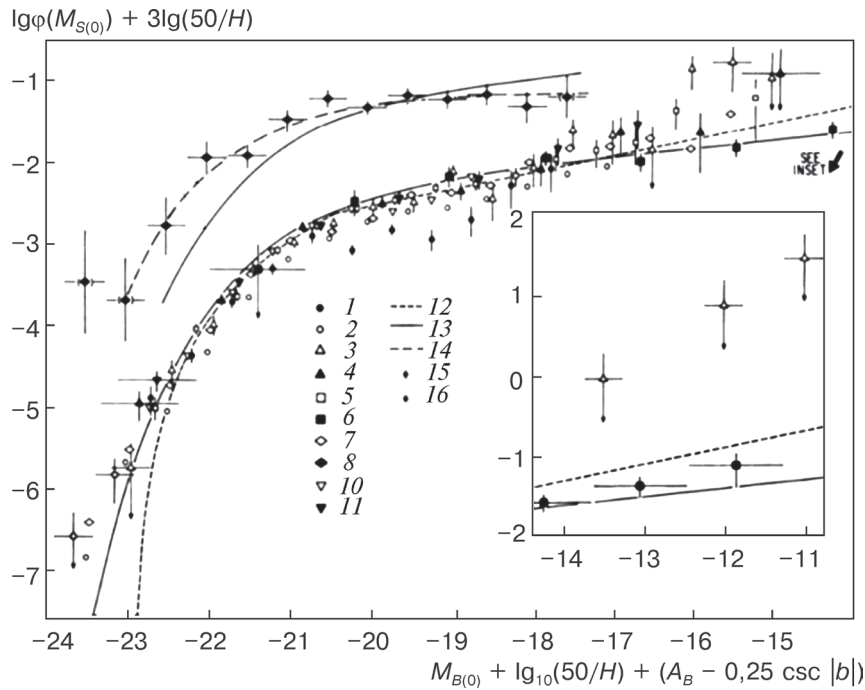


Рис. 7.3. Порівняння визначень ФС галактик поля (Фелтен Дж., 1977). Най-оптимальніші ФС:
 1 — Кіанга; 2 — Шехтера; 3 — Торнера і Готта

З часом дослідники дійшли висновку, що вигляд ФС залежить від класу галактик вибірки. Тому Габбл, а згодом і Мейолл (Лікський підрахунок галактик) та Г'юмасон, розглядаючи лише галактики високої поверхневої яскравості, були праві, отримавши гауссіани. Несиметричні криві одержували за рахунок доповнення вибірки галактиками низької поверхневої яскравості. Це підтвердили праці Сендейджа (1972), який отримав «горбату» криву шириною у 5^m для E -галактик скупчень.

Спочатку даних стосовно відстаней, використовуваних для визначення абсолютної світності галактик, було дуже мало. Тільки в кінці 1970-х років банк даних про червоні зміщення почав швидко поповнюватися. Важливим узагальненням праць із дослідження ФС галактик поля до початку цієї «нової ери» був огляд Дж. Фелтена (1977). Зокрема, він звернув увагу на взаємо-



зв'язок Φ та функції густини, а тому й на необхідність «нормалізації» Φ за густиною (рис. 7.3).

Значним кроком було створення у 1981 році Ревізованого каталогу Шеплі—Еймс, в який увійшли всі доступні дані вимірювань червоних зміщень, отримані багатьма дослідниками. На базі цього каталогу було обчислено параметри як загальної (універсальної) Φ , так і для певних морфологічних типів.

Особливу увагу було приділено поглибленню вибірок для визначення Φ . Р. Кіршнер із співавторами (1979) першими застосували на значній вибірці функцію Шехтера для описання спостережуваного розподілу за світностями до певної видимої величини для комбінованої вибірки галактик з RC2 та своєї вибірки галактик поблизу Галактичних полюсів. Девіс та Хухра (1982) виконали аналогічні дослідження для вибірки CfA (Center for Astrophysics) червоних зміщень до $14^m,2$. Апроксимація Шехтера виявилася вдалою та згодом стала загальноприйнятною (див. п. 7.7).

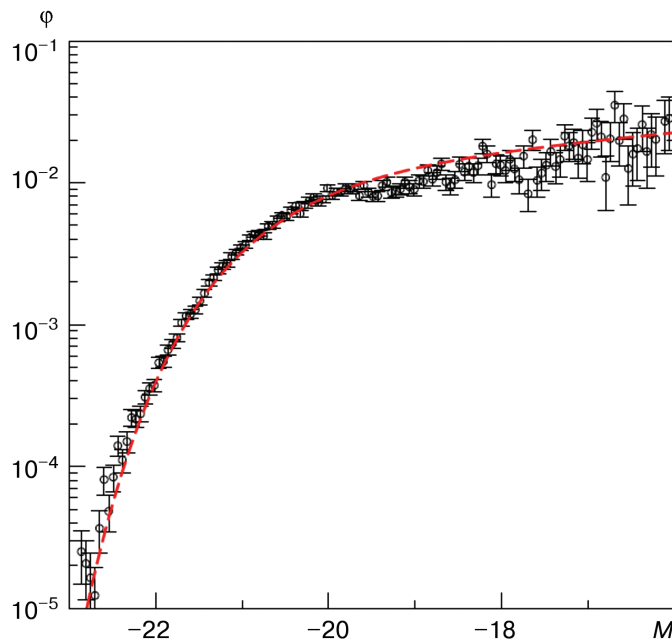


Рис. 7.4. Універсальна Φ галактик (Хютсі Г. та ін., 2002).

Параметри апроксимації Φ Шехтера:

$$M^* = -20,71, \alpha = -1,12, \phi^* = 0,0151$$

Значним кроком було дослідження Г. Таммана та Р. Краан (1977), які аналізували ФС на базі об'ємно обмеженої вибірки (а не обмеженою за потоком (видимою величиною), для якої, наприклад, каталог Шеплі—Еймс не містив галактики, слабкіші за $M = -15^m,5$). Далі дослідження ФС проходили з урахуванням цього та інших ефектів селекції, і для них розробляли нові методи аналізу.

Сучасні великі огляди галактик з відомими червоними зміщеннями дають змогу детальніше вивчати ФС. Було побудовано ФС для 18 678 галактик (із середнім червоним зміщенням $z = 1$) огляду LCRS (Las Campanas Redshift Survey) (Лін Х. та ін., 1996). Її було переглянуто з погляду сучасної просторово плоскої космологічної моделі з густиною матерії та темної енергії відповідно $\Omega_m = 0,3$, $\Omega_\Lambda = 0,7$ (Хютсі Г. та ін., 2002). Крім того, було розглянуто побудову ФС галактик на підставі огляду SDSS.

Зауважимо, що у сучасних дослідженнях побудова ФС — одне з головних питань дослідження вибірок галактик з відомими оцінками відстаней (червоних зміщень). Приклад визначення ФС подано на рис. 7.4 (за оглядом червоних зміщень LCRS).

7.7. Апроксимація Шехтера функції світності

Шехтер (1976) запропонував таку аналітичну апроксимацію ФС:

$$\varphi(L) dL = \varphi^* \left(\frac{L}{L^*}\right)^\alpha \exp\left(-\frac{L}{L^*}\right) d\left(\frac{L}{L^*}\right). \quad (7.22)$$

Ця функція залежить від двох незалежних параметрів — L^* та α . Нормувальний множник виражається через α :

$$\varphi^* = \{\Gamma(\alpha + 1)\}^{-1}, \quad (7.23)$$

де $\Gamma(x)$ — гамма-функція Ейлера, повний інтеграл Ейлера 2-го роду.

Світність та абсолютна зоряна величина пов'язані таким співвідношенням:

$$L/L^* = 10^{0,4(M^* - M)} (\equiv t). \quad (7.24)$$



З використанням цієї формули функцію Шехтера (7.22) часто записують як функцію розподілу за абсолютними величинами:

$$\begin{aligned} \varphi(L)dL &= \tilde{\varphi}(M)dM = \\ &= -\varphi^*(0,4 \ln 10) 10^{0,4(\alpha+1)(M^*-M)} \exp\left[-10^{0,4(M^*-M)}\right] dM. \end{aligned} \quad (7.25)$$

Якщо не обмежувати значення параметрів функції Шехтера (7.22), то при $t \equiv \frac{L}{L^*} = \alpha$ вона має максимум, він існує у фізичній області значень параметра $t > 0$, якщо $\alpha > 0$; при цьому $\varphi(0) = 0$. При $\alpha < -1$ екстремум існує в нефізичній області $t < 0$, функція прямує до нескінченності при наближенні t до нуля. Точки перегину — $t_{1,2} = \alpha \pm \sqrt{\alpha}$. При $\alpha > 0$ вони існують, при $\alpha > 1$ обидві точки перегину знаходяться у фізичній області. При $0 < \alpha < 1$ є один корінь, при $\alpha < 0$ не існує жодного кореня, а також і максимуму.

На практиці визначають від'ємне значення в інтервалі $-1,5 < \alpha < -0,5$, тоді функція Шехтера не має ані екстремуму, ані точок перегину. Звичайно будують варіант ФС з абсолютними величинами. Тоді її поведінка в області реальних значень абсолютних величин подібна до поведінки кривої на рис. 7.4.

Наведемо середні значення світності:

$$\langle L \rangle \equiv \int_0^{\infty} L\varphi(L)dL = L^*(\alpha + 2), \quad L^* = 10^{-0,4M^*}, \quad (7.26)$$

та абсолютної зоряної величини:

$$\langle M \rangle \equiv \int_{-\infty}^{\infty} M\tilde{\varphi}(M)dM = M^* - \frac{2,5}{\ln 10} \psi(\alpha + 1), \quad (7.27)$$

де $\psi(x)$ — пси-функція Ейлера.

7.8. Залежність функції світності галактики від її оточення

Апроксимація Шехтера виявилася дуже зручною, тому у більшості праць, які стосуються аналізу ФС, користуються нею. Порівняння між собою різних визначень зводиться до по-

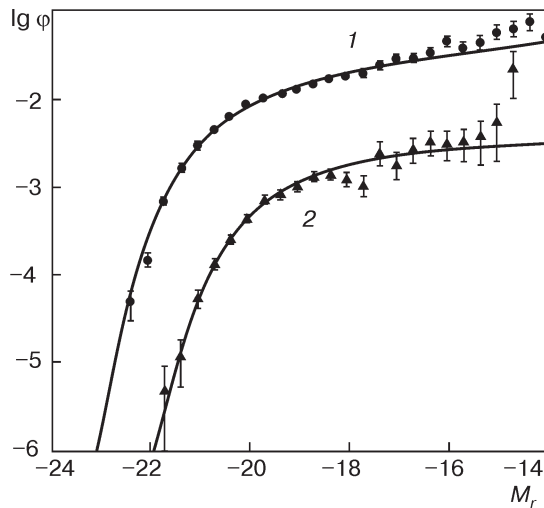


Рис. 7.5. Порівняння ФС (в r -смузі) галактик з огляду SDSS у щільних (1) та розріджених областях (2) (Хойл Ф. та ін., 2005)

рівняння параметрів M^* та α . Після Шехтера багато вчених визначали ці параметри. При цьому було помічено їхню залежність від оточення, зокрема істотну відмінність для галактик скупчень та галактик поля (або вайдів). Тому найчастіше ФС будують окремо для галактик скупчень і галактик поля. В областях найменшої густини (войдах) ФС зсунута відносно ФС інших областей в область менших світностей принаймні на одну зоряну величину для найсвітніших галактик (рис. 7.5). Неперервна лінія на ньому — аналітична апроксимація за Шехтером з параметрами $M_r^* - 5 \lg h = -19,74 \pm 0,10$, $\alpha = -1,18 \pm 0,13$ для ФС вайдів та $M_r^* - 5 \lg h = -20,62 \pm 0,08$, $\alpha = -1,19 \pm 0,07$ для ФС стінок. Зауважимо, що часто абсолютні зоряні величини подають незалежною від сталої Габбла H_0 , (км/с)/Мпк, комбінацією $M_r^* - 5 \lg h$, де $h = H_0 / 100$ (км/с)/Мпк (відстані при цьому оцінюють за законом Габбла).

ФС галактик поля та галактик скупчень — це дві межеві ситуації за параметром густини оточення. Розглядати ФС галактик скупчень, з одного боку, простіше, ніж для галактик поля, оскільки галактики скупчень легше ідентифікувати та швидше можна набрати вибірку завдяки численності таких галактик. Але, з іншого боку, після побудови ФС для окремих скупчень постають питання, чи коректне їх порівняння, та які є методи побудови



«композитної» ФС скупчень. Ці методи мають враховувати всі систематичні похибки при визначенні світності галактик різних скупчень (наприклад, у модулі відстані). При цьому дослідники не мають єдиної думки щодо суттєвості розходжень ФС для різних скупчень.

У табл. 7.4 наведено значення параметрів функції Шехтера M^* та α , визначені у п'яти смугах SDSS на базі даних про галактики 204 скупчень з каталогу скупчень «Cut and Enhance», створеного на базі огляду SDSS (Гото Т. та ін., 2002). Для порівняння через ризику подано параметри M^* та α для галактик поля (Блентон М. та ін., 2001).

Як бачимо, параметр α для галактик скупчень чітко зменшується за модулем у разі переходу до більш довгохвильових фільтрів. Для галактик поля цю тенденцію не так помітно. Менше за модулем від'ємне значення α означає «завал» на низькосвітному кінці ФС. За значенням параметра M^* одержуємо, що скупчення збагачено більш світними галактиками порівняно з галактиками поля, причому різниця значень M^* для скупчень та галактик поля зменшується зі зростанням довжини хвилі. Це узгоджується з тим, що на світному кінці ФС галактик скупчень домінують яскраві старі галактики ранніх типів, тоді як слабкому кінцю ФС галактик скупчень відповідають молодші галактики пізніх типів, можливо, у більшій кількості, ніж у середньому для галактик поля. Такий розподіл узгоджується з ієрархічним сценарієм утворення структур і моделлю припливного руйнування карликових галактик доміантними галактиками раннього типу.

Визначені різними авторами параметри функції Шехтера істотно розрізняються. У точці $L = L^*$ вони можуть розрізнитися в 2 рази, а в точці $L = 0,01 L^*$ (на слабкому кінці функції світності) — у 10 разів. Це пояснюється різними комбінаціями пара-

Таблиця 7.4. Параметри функції світності галактик багатих скупчень у В-смузі

Смуга	M^*	α
<i>u</i>	$-21,61 \pm 0,26 / -19,11 \pm 0,08$	$-1,40 \pm 0,11 / -1,35 \pm 0,09$
<i>g</i>	$-22,01 \pm 0,11 / -20,81 \pm 0,04$	$-1,00 \pm 0,06 / -1,26 \pm 0,05$
<i>r</i>	$-22,21 \pm 0,05 / -21,60 \pm 0,03$	$-0,85 \pm 0,03 / -1,20 \pm 0,03$
<i>i</i>	$-22,31 \pm 0,08 / -22,03 \pm 0,04$	$-0,70 \pm 0,05 / -1,25 \pm 0,04$
<i>z</i>	$-22,36 \pm 0,06 / -22,32 \pm 0,05$	$-0,58 \pm 0,04 / -1,24 \pm 0,05$

метрів, що характеризують вибірки, таких як поверхнева яскравість, колір, ефект апертури, локальні варіації густини оточення, різне представництво карликів у вибірці тощо.

7.9. Прозорість дискових галактик

Формули для поправок зоряної величини спіральних галактик за внутрішнім поглинанням, які ми розглядали вище, свідчать про додаткову непрозорість галактик для власного випромінювання при її розташуванні під кутом до променя зору. А чи є вона прозорою для випромінювання вздовж осі симетрії?

До кінця 1980-х років найпоширеною була думка про те, що поглинання є малим і галактики є практично прозорими. До цього висновку дійшов, наприклад, Голмберг (1958), порівнюючи поверхневу яскравість 119 дискових галактик, які спостерігаються під різними кутами. Якщо диски є прозорими, то інтегральна видима величина m не залежить від кута нахилу (якщо припустити, що зорі випромінюють ізотропно). Коли i велика вісь (майже) не залежить від нахилу, то величина $S = m + 5 \lg a$, що з точністю до сталої є середньою (логарифмічною) поверхневою яскравістю $\mu = S + \text{const}$ у колі радіусом a , також не повинна залежати від нахилу. Водночас, якщо диск є оптично товстим, то видима світність визначається поверхневим шаром галактики і пропорційна її видимій площі, тобто $l = I \pi a b$, де I — середня в еліпсі поверхнева яскравість, яка, імовірно, дуже мало розрізняється для всіх непрозорих галактик. Прологарифмувавши останній вираз, одержимо $S = \mu + 2,5 \lg(a/b)$. Отже, у випадку непрозорості середня у колі поверхнева яскравість S має залежати від відношення a/b видимих осей i , відповідно, від кута нахилу (у припущенні тонкого диска $a/b = \sec i$). Тому Голмберг прийняв емпіричну залежність $S = S^* + A^0(a/b)$ зі сталими S^* , A^0 . Віднявши звідси значення для положення галактики пласом, отримаємо $\Delta S = A^0(a/b - 1)$. Припустивши таку залежність від нахилу (відношення осей), він визначив $A_B^0 = 0,43$ для Sa-Sb-галактик та $A_B^0 = 0,28$ для Sc-галактик у B -смузі. Звідси Голмберг зробив такий висновок: оскільки за формулою $\Delta S = A^0(a/b - 1)$ значення поверхневої яскравості для великих кутів нахилу неправдоподібно великі, то диски не можуть бути оптично товстими.



Автори таких відомих каталогів, як RC2 та RSA припускали, що поглинання дисків галактик у блакитній смузі, не більше як $0^m,7$. Для найпростішої моделі розподілу пилу — поглинального екрана — це відповідає оптичній товщині приблизно $\tau = 0,7$. Середовище, де $\tau \approx 1$, вважається помірно оптично товстим.

Перегляду поширеної думки про прозорість сприяло відкриття на базі даних космічного супутника IRAS (1984) неочікуваного факту: ІЧ-світність спіральної галактики може бути досить великою, іноді більшою за видиму світність. Дійсно, якщо галактика є оптично тонкою, то велику світність у далекому ІЧ-діапазоні не можна пояснити поглинанням і перевипромінюванням нормального світла зір. Очевидною альтернативою було прийняття того, що джерелом нагрівання пилу, окрім видимого зореутворення, повинні бути також майже повністю приховані області зореутворення, переважно гігантськими молекулярними хмарами з великою кількістю пилу. В такому випадку диски мають бути непрозорими.

М. Дісней та інші (1989) переглянули результат Голмберга та показали, що його дані можна інтерпретувати, якщо вважати галактики оптично товстими. При цьому вони зауважили, що за такої оптичної товщини диска поглинання залежить від моделі розподілу пилу серед зір. У 1990 році Е. Валентійн показав на вибірці $\sim 16\,000$ дискових галактик, що диски галактик є практично непрозорими в межах своїх оптичних розмірів. Прозорість галактик активно вивчали з 1990-х років, при цьому було виявлено такі властивості:

- 1) диски є більш непрозорими у *B*-смузі;
- 2) диски є практично прозорими у близькому інфрачервоному світлі, тому ІЧ-смуги найпридатніші для вивчення відношення мас до світностей;
- 3) диски є практично прозорими у своїх зовнішніх областях та виявляють значне поглинання у внутрішніх областях;
- 4) поглинання корелює зі світністю галактик (ефект світності);
- 5) спіральні рукава є більш непрозорі, ніж диски між ними.

Наведемо приклад визначення оптичної товщини дисків. Б. Ванг і Т. Гекман (1996), порівнюючи потоки від галактик у УФ- та далекому ІЧ-діапазонах (дані IRAS), з'ясували, що

- 1) оптична товщина у *B*-смузі для галактик зі світністю $L = L^*$ (L^* — параметр функції світності за Шехтером) $\tau_{B^*} = 0,8 \pm 0,3$;

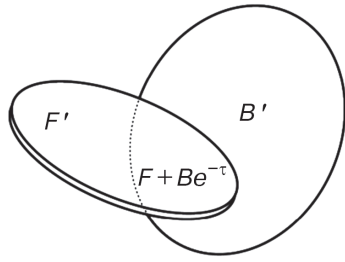


Рис. 7.6. Схематичне зображення ідеальної пари галактик, що перекриваються

2) «ефект світності» у поглинанні виражається таким законом:

$$\tau = \tau_1 (L / L_1)^\beta, \quad \beta = 0,5 \pm 0,2.$$

Згідно з законом Бугера $I = I_0 e^{-\tau}$

і наведеним значенням оптичної товщини це відповідає 45 % інтенсивності випромінювання, що проходить через поглинальне середовище, або послабленню на $0^m,87$ зоряної величини.

Визначення поглинання методом пар, що перекриваються. Найбільш прямий спосіб вивчення внутрішнього поглинання в дискових галактиках — фотометричне дослідження тих окремих випадків, коли дві великі галактики частково проектується одна на одну (рис. 7.6). Фонова галактика (B — background) — симетрична еліптична галактика з гладким розподілом яскравості. Близька галактика (переднього фону; F — foreground) — симетрична спіраль. Еліптична галактика є достатньо яскравою для того, щоб надати сигнал про усереднене поглинання в області перетину. Галактики мають лише частково перекриватися для розділення внесків у світність в області перетину. Якщо у просторі ці галактики рознесені досить далеко, не відчувають сильної гравітаційної взаємодії та мають достатньо правильні симетричні форми, то в області перетину можна знайти справжній розподіл яскравостей обох галактик. Тоді за видимим розподілом знаходять поглинання. Цей метод вперше був запропонований Р. Уайтом і В. Кілем (1992) і використовувався у низці праць з використанням оптичних та ІЧ-зображень від наземних телескопів і зображень з габблівського космічного телескопа. Результати підтвердили високе поглинання в рукавах та радіальне зменшення поглинання в міжрукавних областях спіральних галактик. Окрім того, було виявлено, що найбільше пилю знаходиться у місцях високої поверхневої яскравості.

Підрахунок фонових галактик. Замість однієї великої фонові галактики можна використовувати далекі фонові джерела. Габбл (1934) зауважував уявне зменшення поверхневої яскравості галактик на низьких галактичних широтах. Берштейн та Гейлес опублікували карту галактичного поглинання (1982), ґрунтуючись на



підрахунках кількості галактик, виконаних Шайном і Віртаненом (1967). Поглинання в Магелланових Хмарах вивчали регулярно. Були спроби виявити непрозорість специфічних областей близьких галактик за підрахунками фонових галактик, використовуючи дані з наземних телескопів. Час від часу отримували результати, які підтверджували прозорість галактичних дисків, хоча це могло бути свідченням помилок, коли за фонові галактики приймали структури переднього фону.

Для врахування помилок такого роду Гонзалес із співробітниками (1998) розробили Метод синтетичного поля SFM (Synthetic Field Method). У методі використовуються глибокі габблівські поля (Hubble Deep Field, HDF). Він полягав у виконанні послідовних операцій. Спочатку на досліджуваній ділянці неба (полі) ототожнювали та підраховували далекі галактики. Відбір необхідних об'єктів ґрунтувався на їх характеристиках, зокрема кольорах, та перевірявся візуально. Потім конструювали серію синтетичних полів, які є сумою оригінального досліджуваного поля та HDF, послабленого для імітації поглинання. Наступна процедура — далекі галактики ототожнювали на синтетичному полі та підраховували їхню кількість за різного поглинання. Далі знаходили параметри C і N_0 співвідношення між послабленням синтетичного поля A (у зоряних величинах) та кількістю галактик у синтетичному полі N , яке приймали у вигляді

$$A = -2,5C \lg\left(\frac{N}{N_0}\right). \quad (7.28)$$

Тут коефіцієнт C враховує частку помилково ототожнених фоно-

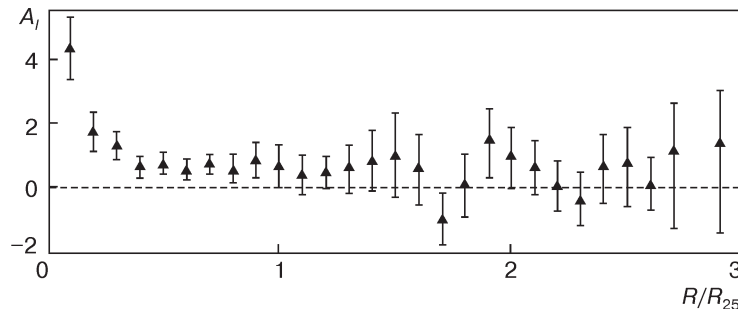


Рис. 7.7. Композитний радіальний профіль непрозорості для вибірки 29 дискових галактик (Холверда Б. та ін., 2005)

вих галактик, а N_0 — кількість галактик, очікуваних у полі за відсутності послаблення пилом. Нарешті, знаючи параметри калібрування C та N_0 , за відомою кількістю галактик (з помилками такого роду) на досліджуваному полі визначали усереднене поглинання для цього поля. Зокрема, у випадку радіального профілю поглинання у I -смузі для вибірки 29 галактик виявилось, що для окремої галактики значення поглинання визначається з істотними похибками. Тому було створено композитний профіль поглинання для галактик цієї вибірки (рис. 7.7). Вибірка містила також такі яскраві близькі галактики, як M 81, M 51, M 95, M 100, NGC 1637, NGC 3621. Як бачимо, для малих відстаней від центру поглинання понад 4^m поблизу стандартного радіуса $R = R_{25}$ одержуємо зоряні величини 0,5 та $1^m,0$. Приймаючи, що загальне поглинання зумовлюється системою хмар, випадково розподілених у диску галактики, було визначено середню оптичну товщу таких хмар — $\tau = 0,4$ та середній їх розмір — 60 пк (Холверда Б. та ін., 2007).

Поглинання в еліптичних та лінзовидних галактиках є істотно меншим, оскільки там набагато менше пилу, але й для них неможна беззаперечно прийняти прозорість. Зокрема, характерне поглинання для S0 галактик у V -смузі становить $\sim 0^m,1$.

8.1. З історії визначення мас галактик

Останнім часом були виявлені нові обставини в дослідженні галактик, які вплинули на оцінки мас галактик (вони стали набагато більшими та, отже, масивнішими). Протяжні гало з темної матерії як елемент структури були запропоновані Рубін з колегами для того, щоб пояснити плоскі криві обертання на великих радіусах у дискових галактиках. А корону гарячого міжзоряного газу з віральною температурою галактики передбачив Л. Спітцер (1956), щоб тиском можна було утримати газопилові високоширотні хмари. З використанням рентгенівської спектроскопії були отримані дані про великі резервуари гарячого іонізованого газу в гало нашої Галактики та на околицях інших галактик. За допомогою ультрафіолетових спектральних приладів на Космічному телескопі Габбла виявлено подовжені (100—150 кпк) резервуари кисню з високим ступенем іонізації навколо галактик із зореутворенням. Завдяки цим відкриттям було істотно відсунуто зовнішню границю галактик порівняно з розмірами, визначеними лише за їхньою зоряною компонентою. Останнім часом астрономи почали спостерігати об'єкти — відстежувачі маси — на відстанях 50—250 кпк і більших (блакитні зорі горизонтальної гілки, кулясті скупчення, галактики-супутники тощо), які дають змогу визначити масу ближніх галактик у цих розширених межах.

У цьому контексті дослідимо, як історично змінювалися уявлення про маси галактик. За приклад наведемо такі дані: Оорт (1927) за обертанням зір по-

близу Сонця оцінив масу Молочного Шляху як $6 \cdot 10^{10} M_{\odot}$, а за М. Шулем (2014), який ґрунтувався на деяких сучасних методах, компілятивна оцінка становила $(1,6 \pm 0,4) \cdot 10^{12} M_{\odot}$, що майже на півтора порядки більше за оортівську оцінку. За моделлю розподілу мас в Андромеді (М31) Шмідт (1957) дав оцінку $3,4 \cdot 10^{11} M_{\odot}$, а Шуль для М31 отримав компілятивну оцінку $(1,8 \pm 0,5) \times 10^{12} M_{\odot}$. Орієнтовно можна стверджувати, що оцінки мас цих двох галактик Місцевої групи на рівні $10^{11} M_{\odot}$ стосуються їхньої зоряної (або баріонної) компоненти, тоді як оцінки на рівні $10^{12} M_{\odot}$ та більші є оцінками «повних» мас, де превалює маса небаріонної темної матерії.

Визначення мас галактик є принципово важливими, оскільки за ними розраховують середню густину матерії у Всесвіті та порівнюють її з передбаченнями космологічних моделей.

Маси спіральних, неправильних та лінзоподібних галактик можна визначити за результатами дослідження їх обертання. Маси лінзоподібних та еліптичних галактик знаходять за дисперсією швидкостей зір. При цьому в більшості випадків приймається, що галактика є вірталізованою системою, тобто для неї виконується теорема про віріал.

8.2. Теорема про віріал

Теорему про віріал вивів Р. Клаузіус (1870).

Тензор інерції системи N тіл має вигляд

$$J_{pq} = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^N m_i (r_i^2 \delta_{pq} - x_{ip} x_{iq}),$$

$$x_{i1} = x_i, \quad x_{i2} = y_i, \quad x_{i3} = z_i. \quad (8.1)$$

Розглянемо момент інерції галактики відносно її центру, тобто слід тензора інерції:

$$J = \sum_{p,q} J_{pq} \delta^{pq} = \sum_{i=1}^N m_i r_i^2 = \sum_{i=1}^N m_i (x_i^2 + y_i^2 + z_i^2). \quad (8.2)$$

Продиференціюємо цей вираз двічі за часом:

$$\dot{J} = 2 \sum_{i=1}^N m_i (x_i \dot{x}_i + y_i \dot{y}_i + z_i \dot{z}_i), \quad (8.3)$$

$$\ddot{J} = 2 \sum_{i=1}^N m_i (\dot{x}_i^2 + \dot{y}_i^2 + \dot{z}_i^2) + 2 \sum_{i=1}^N m_i (x_i \ddot{x}_i + y_i \ddot{y}_i + z_i \ddot{z}_i). \quad (8.4)$$

Перший доданок у (8.4) — кінетична енергія, помножена на фактор 4, другий — віріал Клаузіуса. Якщо система самогравітуюча з потенціальною енергією

$$P = -G \sum_{i=1}^N \sum_{j>i}^N \frac{m_i m_j}{r_{ij}}, \quad (8.5)$$

то з рівнянь руху

$$m_i \ddot{x}_i = -\frac{\partial P}{\partial x_i}, \quad m_i \ddot{y}_i = -\frac{\partial P}{\partial y_i}, \quad m_i \ddot{z}_i = -\frac{\partial P}{\partial z_i} \quad (8.6)$$

випливає, що

$$\ddot{J} = 4T - 2 \sum_{i=1}^N \left(x_i \frac{\partial P}{\partial x_i} + y_i \frac{\partial P}{\partial y_i} + z_i \frac{\partial P}{\partial z_i} \right) = 4T + 2P. \quad (8.7)$$

Тут використано теорему Ейлера про однорідну функцію: потенціальна енергія P є однорідною функцією степеня (-1) . Усереднимо цей вираз за достатньо великий час:

$$\langle \ddot{J} \rangle \equiv \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T \ddot{J} dt = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T \frac{d}{dt} \dot{J} dt = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} (\dot{J}(T) - \dot{J}(0)) \rightarrow 0. \quad (8.8)$$

Припустимо, що система скінченна у розмірах, і її компоненти мають скінченні швидкості. Тоді (8.8) прямує до нуля:

$$\langle \ddot{J} \rangle \equiv 2\langle T \rangle + \langle P \rangle \rightarrow 0. \quad (8.9)$$

Вважаючи систему ергодичною, заміняємо середні за часом середніми за ансамблем станів системи. Тоді й отримуємо теорему про віріал:

$$2\langle T \rangle + \langle P \rangle = 0. \quad (8.10)$$

Нагадаємо, що $H = T + P$ — повна енергія системи, умова $H < 0$ є ознакою стійкості. Якщо система задовольняє теорему про віріал, то кажуть, що вона віріалізована. Така система є стійкою, оскільки $H = -T < 0$.

Маса системи тіл, що визначається за теоремою про віріал, називається віріальною масою. Ця теорема широко використовується у дослідженні динаміки галактик. За теоремою про віріал оцінюють також маси груп та скупчень галактик.

8.3. Визначення маси за профілем поверхневої яскравості

До зоряних скупчень теорему про віріал застосовував Еддінгтон (1916). А використати теорему про віріал для визначення мас еліптичних галактик (М 32) першим запропонував Повед (1958). Застосування цієї теореми є більш коректним для галактик E і S0, але з обережністю її використовують і для балджів спіралей.

Запишемо подвоєну кінетичну енергію галактики:

$$2T = M_T \sigma^2, \quad (8.11)$$

де M_T — повна (віріальна) маса галактики; σ^2 — дисперсія швидкостей зір. Приймаючи, що у еліптичних галактиках зорі рухаються орбітами з великим ексцентриситетом, за оцінку дисперсії можна прийняти спостережувану дисперсію радіальних швидкостей, обчислених спектроскопічно. Тоді для потенціальної енергії запишемо

$$P = -G \int_0^{R_g} \frac{M(r)}{r} dM(r), \quad (8.12)$$

де $M(r)$ — маса галактики в межах сфери радіусом r ; R_g — «радіус» галактики. Базуючись на дослідженнях М. Шварцшильда, Повед припустив, що відношення маси до світності є сталим для даної галактики, $M(r)/L(r) = K = \text{const}$ ($L(r)$ — світність в межах просторового радіуса r). Тоді для повної маси галактики маємо

$$M_T \sigma^2 = GK^2 \int_0^{R_g} \frac{L(r)}{r} \frac{dL}{dr} dr. \quad (8.13)$$

Тепер постає задача обчислення через спостережну величину — розподіл поверхневої яскравості $I(r)$, яка пов'язана з просторовою густиною світності $j(R)$:

$$I(r) = 2 \int_r^\infty j(R) \frac{RdR}{\sqrt{R^2 - r^2}}.$$

Це є інтегральним рівнянням (3.36) для $j(R)$ (див. розд. 3); його формальний розв'язок наводиться в (3.37). Якщо $j(R)$ знайдено, то світність $L(r)$ можна визначити так:

$$L(r) = 4\pi \int_0^r j(r') r'^2 dr'. \quad (8.14)$$

У часи Поведи було розроблено аналітично-графічні методи розв'язання задачі визначення $L(r)$ за $I(r)$. Повед скористався



двома з них: де Вокулера (1953) і Шварцшильда (1954), та отримав масу еліптичної галактики М 32 (супутника Андромеди): $M_{M32} = 5 \cdot 10^8 M_{\odot}$.

8.4. Зорі на кеплерівських орбітах (спіральні галактики)

У кожній точці доцентрова сила пропорційна масі більш близьких до центру галактики областей та залежить від закону зміни густини галактики з віддаленням від її центру. Якщо припустити наступне: зорі, які знаходяться на великих відстанях r від центру галактики, обертаються зі швидкістю V за коловими орбітами навколо галактичного центру, то з умови рівності гравітаційної та відцентрової сил випливає, що

$$M(r) = \frac{V^2 r}{G}. \quad (8.15)$$

Визначаючи за ефектом Доплера швидкості зір на периферії відносно центральних зір, знаходять центральну масу. При цьому спостерігається проекція $V \sin i$ уздовж променя зору швидкості зорі V ; кут нахилу, необхідний для обчислення V , визначають за відношенням осей (див. розд. 6). Для галактик, які спостерігають з ребра, радіальна швидкість на достатньо великих відстанях від ядра збігається з орбітальною швидкістю відносно центру. Зрозуміло, що потрібно знати відстань до галактики і її кутовий розмір, а потім знайти r з формули (8.15). Для галактик пласом не можна визначити таким способом швидкість обертання, а отже, і масу.

Для прикладу визначимо масу Молочного Шляху M_0 усередині орбіти Сонця r_0 за формулою (8.15). Швидкість обертання Сонця V_0 дорівнює 225 км/с, а відстань від Сонця до центру Галактики — $r_0 = 8$ кпк ($2,5 \cdot 10^{17}$ км). Таким чином, маса Галактики у сферичному об'ємі з радіусом орбіти Сонця — $M_0 = V_0^2 r_0 / G \approx 1,9 \cdot 10^{41}$ кг, що становить приблизно $10^{11} M_{\odot}$.

Варто зауважити наступне: як йшлося вище, кеплерівська асимптотика не досягається навіть на досить великих відстанях від центру, а отже, у такий спосіб визначити масу не можна. Для вирішення цієї проблеми досліджують складні моделі галактик, зокрема диск + балдж + гало з темної матерії, виділяючи при цьому компоненту швидкості, зумовлену диском та балджем (див. розд. 6).

8.5. Визначення маси за кривою обертання

Для оцінок мас часто застосовують рівняння (8.15) для деяких характерних значень швидкості, наприклад для максимуму на кривій обертання, тобто приймають $V = V_{\max}$ та для відповідного кутового діаметра θ . При цьому, звичайно, потрібно знати відстань за кутовим діаметром, тобто $r = d_A \theta$.

Якщо обмежитися кутовим розміром $\theta = a_{25}$ у межах ізофоти $25^m/\square''$, то для визначення маси за значенням V_{\max} часто використовують таку логарифмічну форму (8.15):

$$\lg(M_{25} / M_{\odot}) = 2 \lg V_{\max} + \lg a_{25} + \lg d_A + 4,52, \quad (8.16)$$

де M_{\odot} — маса Сонця; розмірність d_A — мегапарсеки, a_{25} — кутові мінути. Значення маси M_{25} у межах стандартної ізофоти $25^m/\square''$ часто називають індикативною масою.

У табл. 8.1 подано маси найбільших галактик у межах Місцевого об'єму (до 10 Мпк). Крім того, наведено логарифм індикативної маси M_{25} (у масах Сонця), морфологічний тип (за де Вокулером), лінійний діаметр A_{25} у межах стандартної ізофоти $25^m/\square''$ у B -фільтрі, кут нахилу i , максимальну швидкість обертання, абсолютну B -величину, середню поверхневу яскравість I_B , відношення водневої маси до світності M_{HII}/L (у сонячних одиницях), відношення індикативної маси до світності M_{25}/L (у сонячних одиницях). Дані взято з каталогу CNG.

Таблиця 8.1. Значення глобальних параметрів наймасивніших галактик Місцевого об'єму

Назва	Тип	A_{25}	i	V_{\max}	M_B	I_B	M_{HII}/L	$\lg(M_{25})$	M_{25}/L
M 31	SA(s)b	35,87	74	251	-21,57	22,5	0,07	11,42	3,96
N 253	SAB(s)c	22,98	79	195	-21,35	21,8	0,05	11,01	1,87
N 2903	SB(s)d	28,94	63	193	-20,99	22,6	0,11	11,20	3,22
M 81	SA(s)ab	26,85	61	226	-21,05	22,4	0,07	11,20	3,92
N 3368	SAB(rs)ab	21,82	48	210	-20,41	22,6	0,04	11,05	4,90
N 4258	SAB(s)bc	35,61	69	210	-21,23	22,8	0,13	11,26	3,78
N 4594	SA(s)a	21,10	61	408	-21,89	21,0	—	11,61	4,58
N 5128	S0pec	28,88	40	391	-20,77	22,8	0,01	11,20	3,92
M 101	SAB(rs)cd	61,44	22	162	-21,23	24,0	0,47	11,27	3,87



Як бачимо з табл. 8.1, наймасивнішою в межах Місцевого об'єму є галактика Сомбреро (NGC 4594): її маса становить $4,1 \times 10^{11} M_{\odot}$. Наступною є сусідня галактика М 31 — $2,6 \cdot 10^{11} M_{\odot}$.

Наймасивніші галактики сягають маси $10^{12} M_{\odot}$. Але таке формулювання є некоректним: необхідно вказувати або кутові чи лінійні розміри, або до якої граничної поверхневої яскравості підраховується маса (у табл. 8.1 наведено маси в межах ізофоти $25^m/\square$). Чим далі від ядра оцінюється маса, тим більшим є внесок темної матерії в це значення. Так, Рубін та інші (1979), аналізуючи криві обертання галактик, з'ясували, що NGC 1961 має найбільшу масу серед галактик з відомими оцінками мас, а саме: $10^{12} M_{\odot}$ у межах 36 кпк, а вдвічі більшу масу — в межах 92 кпк.

8.6. Визначення маси дискових галактик за залежністю Таллі—Фішера

Залежність Таллі—Фішера — це найчастіше тісна кореляція між світністю галактики та амплітудою обертання — максимальною швидкістю на кривій обертання. Глобальна світність галактики корелює з її масою, тому залежність Таллі—Фішера називають також кореляцію між масою та швидкістю обертання. У розд. 5 наведено два випадки відповідних теоретичних залежностей. Відкалібровану емпіричну залежність у варіанті з масою можна використати для визначення маси галактики за відомої швидкості обертання.

Однак на практиці, крім відхилення графіка від четвертого степеня залежності, часто спостерігається також злам чи плавна зміна нахилу логарифмічної форми залежності в області карликових галактик (рис. 8.1).

На рис. 8.1, *a* наведено залежність зоряної компоненти маси галактики від амплітуди обертання. Вибірка складається переважно зі спіралей пізніх типів: від типу Sc до Sm, а також із спіралей Sa, Sb і неправильних галактик Im. ТФ-залежність добре виконується для світних галактик, у яких зорі домінують за масою порівняно з газом. Однак для галактик малих мас (карликових) у залежності спостерігається злам — відхилення від прямолінійної (у логарифмічних шкалах обох осей) залежності. Сума мас зір та газу визначає кращу ТФ-залежність (рис. 8.1, *b*).

Масу газу, звичайно, знаходять із радіоспостережень у лінії 21 см. Масу нейтрального атомарного водню M_{HI} за потоком F

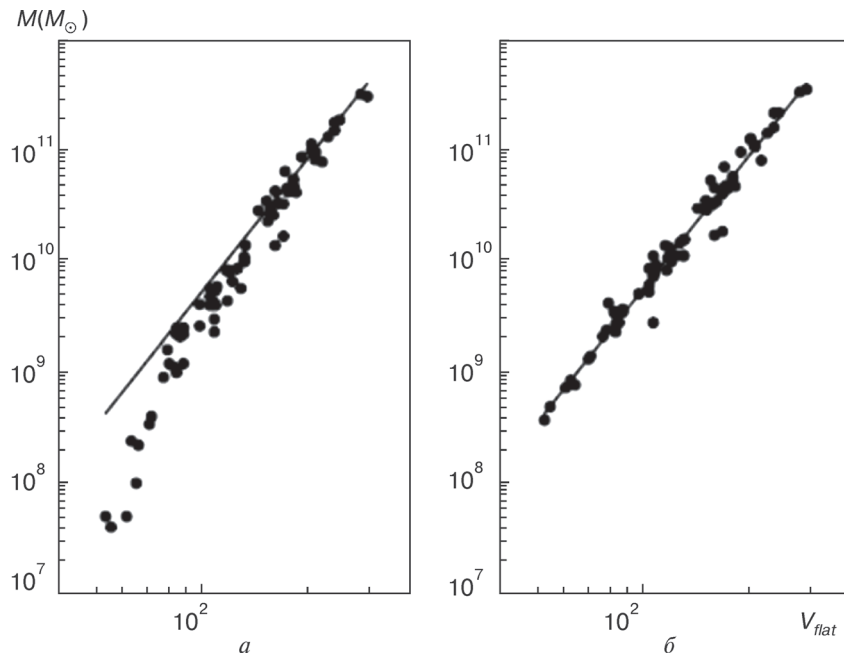


Рис. 8.1. Залежність Таллі—Фішера, що виражена в термінах зоряної маси (а) і баріонної маси (зорі та газ) диска (б)

у лінії 21 см (одиниці вимірювання $\text{Ян} \cdot \text{км/с}$) і фотометричною відстанню d_L визначають за формулою

$$\lg(M_{\text{HI}} / M_{\odot}) = \lg F + 2 \lg d_L + 5,37. \quad (8.17)$$

Використовуючи залежність ТФ (див. рис. 8.1, б), відкалібровану за галактиками з відомими масами, та максимальну швидкість на кривій обертання, знаходять сумарну масу зір та газу — баріонну масу галактики. Масу темної матерії у такому разі не визначають. Але, якщо припустити, що темна матерія «відслідковує» баріонну матерію (з певним відомим коефіцієнтом пропорційності), то можна оцінити також повну масу галактики в межах об'єму баріонної матерії.

8.7. Маси галактик за рентгенівським газом

Відкриття рентгенівських гало навколо яскравих галактик у скупченнях галактик дало змогу використовувати їх як відстежувачі гравітаційного потенціалу в межах 5–10 R_e . Точне визначення маси потребує високоякісних рентгенівських спостережень густини газу, його температури. При цьому припускається, що газ знаходиться у гідростатичній рівновазі та тиск газу домінує. За допомогою супутників ASCA та ROSAT можна виміряти повну масу, що підтвердило домінуючу роль ТМ на цих шкалах.

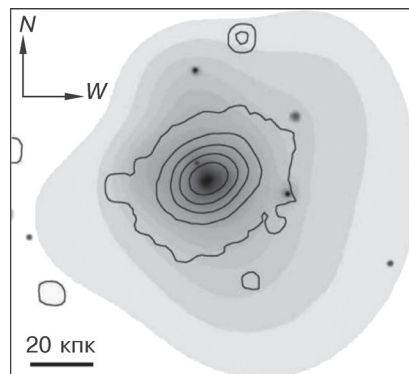
З використанням умови гідростатичної рівноваги можна визначити повну масу зір і темної матерії всередині кожного радіуса r :

$$M(r) = -rT(r) \frac{k}{G\mu m_p} \left(\frac{d \lg \rho}{d \lg r} + \frac{d \lg T}{d \lg r} + \frac{P_{nt}}{P} \frac{d \lg P_{nt}}{d \lg r} \right), \quad (8.18)$$

де m_p — маса протона; μ — молекулярна маса газу за повної іонізації; P — тиск газу; P_{nt} — нетепловий магнітний тиск чи тиск космічних променів. При цьому, дуже часто P_{nt} не враховували, хоча є докази його існування.

Цей метод є застосовним для великих еліптичних галактик, для яких виміряно профіль температури $T(r)$ рентгенівського газу. Зокрема, на рис. 8.2 подано рентгенівський профіль еліптичної галактики NGC 4555. Як бачимо, він простягається далеко за видиме SDSS-зображення, до 40 кпк у деяких напрямках. Для цієї галактики було отримано повну масу (зорі + рентгенівський газ + темна матерія) $3,7 \cdot 10^{14} M_\odot$, відношення маси до світності $42,7_{-21/2}^{+14,6}$ на п'яти ефективних радіусах R_e .

Рис. 8.2. Згладжений рентгенівський профіль еліптичної галактики NGC 4555, накладений на контури оптичного зображення, простеженого за зоряною компонентою галактики



8.8. Визначення маси подвійних галактик

Спочатку потрібно довести, що пара галактик — фізична пара (рис. 8.3). Тоді за параметрами орбіт можна оцінити сумарну масу галактик. Методику визначення мас у подвійних системах розробив Пейдж (1952—1962). У найпростішому розробленому ним випадку приймалися колові орбіти, у більш складному випадку — кеплерівські еліптичні. Узагальнили та розвинули метод у своїх працях Голмберг (1954), Караченцев і Щербанівський (1970), а також Караченцев (1974—1981), підсумком роботи якого став каталог 603 подвійних галактик та результати дослідження їхніх властивостей (1987).

Розглянемо метод визначення мас у подвійних галактиках у найпростішому випадку колових орбіт. Третій закон Кеплера для колових орбіт має вигляд

$$\frac{r^3}{T^2(M_1 + M_2)} = \frac{G}{4\pi^2}. \quad (8.19)$$

Оскільки $T = \frac{2\pi r}{V}$ (V — відносна швидкість колового обер-

тання), то унаслідок підстановки одержуємо $V^2 = \frac{G(M_1 + M_2)}{r}$.

Площина орбіти може бути нахилена до картинної площини на кут i ; ми спостерігаємо галактики, що знаходяться на лінії, повернутій у площині орбіти на кут Ω від лінії вузлів. Тоді відносну радіальну швидкість визначають так:

$$\Delta V_r = V \sin i \cos \Omega. \quad (8.20)$$

Ця величина є спостережуваною. Розглянемо також іншу спостережувану величину — проекцію відстані на картинну площину:

$$R_p \equiv r(1 - \sin^2 i \sin^2 \Omega)^{1/2}. \quad (8.21)$$

Тоді третій закон Кеплера набуває форми залежності двох спостережуваних величин:

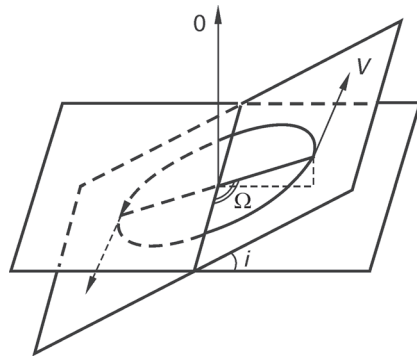


Рис. 8.3. Ілюстрація до методу визначення мас подвійних галактик



$$M_1 + M_2 = G^{-1} \eta^{-1} R_p (\Delta V_r)^2. \quad (8.22)$$

При цьому не визначено геометричний множник

$$\eta \equiv \sin^2 i \cos^2 \Omega (1 - \sin^2 i \sin^2 \Omega)^{1/2}. \quad (8.23)$$

Для індивідуальної галактики визначити геометричний множник неможливо, тому застосовують його середнє значення. Проінтегрувавши за всіма значеннями кутів i та Ω за умови випадкового розташування орбіт, отримуємо $\langle \eta \rangle = \frac{3\pi}{32}$. Отже, ми маємо оцінку суми мас галактик у подвійній системі:

$$M_1 + M_2 = \frac{32}{3\pi G} R_p (\Delta V_r)^2. \quad (8.24)$$

Якщо орбіта має ексцентриситет e , то за аналогічними обчисленнями одержимо

$$M_1 + M_2 = \frac{32}{3\pi G(1 - 2e^2/3)} R_p (\Delta V_r)^2. \quad (8.25)$$

8.9. Визначення маси галактики за динамікою супутників

Одна з класичних задач позагалактичної астрономії — визначення мас галактик з використанням даних про променеві швидкості та проекційні відстані їх супутників.

Віріальна маса. Застосуємо теорему про віріал для системи пробних N тіл (галактик), які обертаються навколо точкового тіла (масивної галактики) з масою M . З (6.31), нехтуючи гравітаційною взаємодією супутників, маємо

$$M = G^{-1} \frac{\langle m V^2 \rangle}{\langle m / r \rangle}, \quad (8.26)$$

де G — гравітаційна стала; m — маса супутника; V і r — його швидкість і просторова відстань від центральної маси. Для спрощення будемо вважати, що в супутників маси однакові, та, крім того, $\langle V^2 \rangle = 3 \langle V_r^2 \rangle$ (V_r — проекція швидкості супутника на радіальний напрямок на центральну галактику (для далеких га-

лактик — різниця променевих швидкостей)). Для сферичного розподілу супутників $\langle 1/r \rangle = 2/\pi \langle 1/R_p \rangle$, де R_p — спроектована на картинну площину відстань. Отже, вираз (8.26) можна звести до

$$M_{vir} = \frac{3\pi}{2G} \frac{\langle V_r^2 \rangle}{\langle 1/R_p \rangle}. \quad (8.27)$$

Така віріальна оцінка маси ґрунтується на спостережуваних величинах, але з погляду статистики їй притаманні недоліки: вона є зміщеною (математичне сподівання не обов'язково дорівнює оцінюваному параметру), неефективною (дисперсія оцінки не є мінімальною, формально може дорівнювати нескінченності), неспроможною оцінкою (необґрунтованою; не обов'язково M_{vir} прямує до M при $N \rightarrow \infty$).

Орбітальна маса. Нехай у формулі (8.25) для маси у подвійній системі можна покласти $M \equiv M_1 \gg M_2$, тобто маса другої галактики нехтовно мала порівняно з першою. Нехай також маємо сукупність менших галактик — супутників галактики-гіганта. Тоді оцінити масу M можна усередненням за всіма супутниками:

$$M_{orb} = \frac{32}{3\pi G(1-2e^2/3)} \langle R_p(\Delta V_r)^2 \rangle. \quad (8.28)$$

Оцінку (8.28) називають *орбітальною масою* галактики, яка змінюється в три рази при переході від колових орбіт до радіальних. Найбільше значення (8.28) досягається при формуванні системи супутників із малими пекулярними швидкостями, коли орбіти майже радіальні: $\langle e^2 \rangle \approx 1$. Якщо у процесі еволюції системи важливими є релаксійні процеси, такі як зіткнення, то можна припустити ізотропний розподіл швидкостей. У цьому випадку $\langle e^2 \rangle \approx 1/2$, що найчастіше і приймається. При $\langle e^2 \rangle = 1/2$ орбітальну масу визначали так:

$$M_{orb} = \frac{16}{\pi G} \langle R_p(\Delta V_r)^2 \rangle. \quad (8.29)$$

Зауважимо, що вираз (8.28) для орбітальної маси виводять (у припущенні домінантності одної з галактик) з методу проекцій-



ної маси для групи галактик, створеного Дж. Беколом та С. Тремейном (1981). Якщо не враховувати невизначеність щодо розподілу ексцентриситету орбіт, то перевагою оцінки проекційної (орбітальної) маси над віріальною масою є те, що оцінка (8.28) є незміщеною і відомо її дисперсію. Центральна гранична теорема забезпечує збіжність оцінки до M з похибкою, пропорційно до $N^{-1/2}$.

Наведемо оцінки орбітальних мас Молочного Шляху та М31, обчислені Караченцевим і Кудрею (2014). Необхідні спостережувані дані (координати, зоряні маси, різниці радіальних швидкостей) взяті з Updated Nearby Galaxy Catalog (Караченцев І. та ін., 2013). Орбітальні маси Молочного Шляху (M_{MW}) та М31 визначали відповідно за 27 та 39 їх супутниками. Були отримані такі значення:

$$M_{MW} = (1,35 \pm 0,47) \cdot 10^{12} M_{\odot}, \quad M_{M31} = (1,65 \pm 0,33) \cdot 10^{12} M_{\odot}. \quad (8.30)$$

Додаючи маси, оцінили масу Місцевої групи:

$$M_{LG} = (3,0 \pm 0,6) \cdot 10^{12} M_{\odot}. \quad (8.31)$$

8.10. Метод «аргументу синхронізації» визначення маси Місцевої групи

Ф. Кан та Л. Волтє (1959) досліджували динаміку подвійної системи М31 та Молочний Шлях. Оскільки М31 має блакитне зміщення, що відповідає швидкості зближення приблизно у 120 км/с, вони дійшли висновку, що М31 та Галактика утворюють фізичну систему, яка пройшла етап найбільшого віддалення (пройшла апогалактикон). Було враховано, що Молочний Шлях та М31 мають незбурені диски. Це свідчить, що їх перше і єдине зближення відбулося при народженні (формуванні).

Грунтуючися на цих фактах, Кан та Волтє (1959) змогли обчислити відносний рух Молочного Шляху та М31 як проблему двох тіл, припускаючи чисто радіальне падіння (нульовий кутовий момент). Вони виявили, що маса системи повинна перевищувати $1,8 \cdot 10^{12} M_{\odot}$, що набагато більше за сумарну видиму масу галактик Місцевої групи, оцінену як $2 \cdot 10^{11} M_{\odot}$. Вчені висловили думку, що існують маси у деякій невидимій формі. Хоча вони й ототожнювали невидимі маси з гарячим газом, а не з темною матерією у її сучасному розумінні, ці дослідження були першим доказом існування мас, що не спостерігаються, у міжгалактич-

ному просторі Місцевої групи. У 1982 році Ейнасто та Лінден-Белл оцінили повну масу Місцевої групи як $(4,5 \pm 0,5) \cdot 10^{12} M_{\odot}$ для віку Всесвіту 14 млрд років. Ця рання оцінка повної маси Місцевої групи, включно з темним гало, узгоджується із сучасними оцінками.

Розглянемо математичне підґрунтя методу.

Оскільки М 31 та Молочний Шлях — найяскравіші члени Місцевої групи, у першому наближенні можна знехтувати іншими членами та вважати, що ці дві галактики є ізольованою системою двох точкових мас. Якщо припустити, що орбіти галактик є радіальними, то за законом Ньютона маємо рівняння відносного руху:

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = -\frac{GM_{tot}}{r^2}, \quad (8.32)$$

де M_{tot} — сума двох мас. Первісно було $r = 0$ при $t = 0$, оскільки галактики знаходилися безпосередньо близько одна до одної після Великого Вибуху. Розв'язок (8.32) можна записати в параметричній формі, приймаючи за параметр фазу еволюції θ :

$$r = \frac{R_{max}}{2}(1 - \cos \theta), \quad (8.33a)$$

$$t = \left(\frac{R_{max}^3}{8GM_{tot}} \right)^{1/2} (\theta - \sin \theta). \quad (8.33b)$$

Відстань r збільшується від нуля (при $\theta = 0$) до деякого максимального значення R_{max} (при $\theta = \pi$), а потім зменшується. Відносну швидкість визначають так:

$$V = \frac{dr}{dt} = \frac{dr}{d\theta} \frac{d\theta}{dt} = \left(\frac{2GM_{tot}}{R_{max}} \right)^{1/2} \left(\frac{\sin \theta}{1 - \cos \theta} \right). \quad (8.34)$$

Рівняння (8.33), (8.34) можна скомбінувати таким чином, щоби вилучити R_{max} , G та M_{tot} . Тоді

$$\eta \equiv \frac{Vt}{r} = \frac{\sin \theta (\theta - \sin \theta)}{(1 - \cos \theta)^2}. \quad (8.35)$$

Підставляючи сучасні значення r_0 , V_0 та вік Всесвіту t_0 в (8.35), знайдемо θ : $\theta = \theta_0$, що відповідає сучасній фазі еволюції

бінарної системи галактик. Тоді з рівняння (8.33б) отримаємо суму мас M_{31} і Молочного Шляху, яка вважається оцінкою маси Місцевої групи:

$$M_{tot} = \frac{R_{max}^3}{8Gt_0^2} (\theta_0 - \sin \theta_0)^2. \quad (8.36)$$

З (8.33а) в сучасний момент t_0 визначимо найбільше розходження R_{max} :

$$R_{max} = \frac{2r_0}{(1 - \cos \theta_0)}. \quad (8.37)$$

Тоді вираз (8.36) для маси Місцевої групи набуває вигляду, в якому фігурують лише величини в сучасний момент:

$$M_{tot} = \frac{r_0^3 (\theta_0 - \sin \theta_0)^2}{Gt_0^2 (1 - \cos \theta_0)^3}. \quad (8.38)$$

З (8.33б) на час найбільшого розходження, маємо

$$t_{max} = \frac{\pi t_0}{\theta_0 - \sin \theta_0}. \quad (8.39)$$

Момент злипання M_{31} з Молочним Шляхом настає при $\theta = 2\pi$. Цій події відповідає космологічний час

$$t_1 = \frac{2\pi t_0}{\theta_0 - \sin \theta_0}, \quad (8.40)$$

тобто час, вдвічі більший за час найбільшого розходження (8.39).

Щодо позначень варто зробити таке зауваження. У співвідношеннях (8.33) та наступних часто замість R_{max} може фігурувати енергія системи E . Розглядаємо лише випадок від'ємної енергії.

Помноживши (8.32) на $\frac{dr}{dt}$ і проінтегрувавши, одержимо

$$\frac{1}{2} \left(\frac{dr}{dt} \right)^2 - \frac{GM_{tot}}{r} = E, \quad (8.41)$$

де E — стала інтегрування — інтеграл енергії. Підставляючи сюди швидкість з (8.34) та координату з (8.33а), маємо

$$\frac{GM_{tot}}{R_{max}} = -E. \quad (8.42)$$

З урахуванням цього параметричні розв'язки (8.33) набувають вигляду, куди входять енергія та маса системи:

$$r = \frac{GM_{tot}}{-2E}(1 - \cos \theta), \quad t = \frac{GM_{tot}}{(-2E)^{3/2}}(\theta - \sin \theta). \quad (8.43)$$

Корисним може бути вираз енергії системи через величини у сучасний момент. Підставляючи (8.37) та (8.38) в (8.42), маємо

$$-2E = \left\{ \frac{r_0(\theta_0 - \sin \theta_0)}{t_0(1 - \cos \theta_0)} \right\}^2. \quad (8.44)$$

Зауважимо, що автори методу «аргументу синхронізації» показали, що Місцева група може бути динамічно стабільною, якщо вона вміщує значну кількість міжгалактичної матерії. Вони припускали, що ця матерія складається переважно з іонізованого водню, і що зорі вносять лише малу частину повної маси.

Для розрахунку маси Місцевої групи методом «аргументу синхронізації» приймемо такі значення параметрів взаємного руху М 31 та Галактики:

$$r_0 = 770 \text{ кпк}, \quad V_0 = -123 \text{ км/с}, \quad t_0 = 13,7 \text{ млрд років}. \quad (8.45)$$

Розв'язуючи рівняння (8.35) при $\eta = -2,2381$, маємо $\theta_0 = 4,258$. Відповідно до цього

$$R_{\max} = 1,3899r_0 = 1,07 \text{ Мпк}, \\ t_{\max} = 0,60925t_0 = 8,35 \text{ млрд років}.$$

Тобто найбільше розходження (1,07 Мпк) було 5,35 млрд років тому. Маса Місцевої групи становить

$$M_{LG} = 4,83 \cdot 10^{12} M_{\odot}. \quad (8.46)$$

«Злипнуться» Молочний Шлях та М 31 при $t_1 = 16,70$ млрд років, тобто через 3,0 млрд років.

Якщо прийняти співвідношення мас Галактики та М 31 як 4 : 5, як у праці Караченцева зі співавторами (2009), то

$$M_{MW} = 2,15 \cdot 10^{12} M_{\odot}, \quad M_{M31} = 2,68 \cdot 10^{12} M_{\odot}. \quad (8.47)$$

Оцінка маси Місцевої групи галактик методом «аргументу синхронізації» істотно вищі, ніж отримані іншими методами, зокрема вони вищі за оцінки орбітальних мас.



Зазначимо, що співвідношення мас на користь більш масивної М31 є поширеним, але є й протилежні оцінки на користь Молочного Шляху.

У 2013 році К. Партридж із співавторами переглянули оцінки методом «аргументу синхронізації» для Місцевої групи, враховуючи компоненту темної енергії, і знайшли загальну $M_{LG} = (4,73 \pm \pm 1,03) \cdot 10^{12} M_{\odot}$. Ефект темної енергії зумовлює те, що значення M_{LG} стає приблизно на 13 % більшим, ніж аналогічні оцінки методом «аргументу синхронізації» мас у разі нехтування цим ефектом. (Патридж та інші використали дещо відмінні від (8.45) параметри взаємного руху.) У 2012 році Р. ван дер Марель з колегами вперше оцінили трансверсальну компоненту відносної швидкості М31 і показали, що її врахування розширює діапазон невизначеності мас у бік зменшення.

8.11. Про можливу граничну малу масу галактик

Дослідження карликових галактик Місцевої групи свідчать про те, що, можливо, існує нижня границя мас галактик. Молочний Шлях має принаймні 27 відомих супутникових галактик, світності яких становлять приблизно від 10^3 до $10^9 L_{\odot}$. Частину цих галактик було відкрито в огляді SDSS протягом кількох років у середині 2000-х років. Їхні світності є найменшими серед спостережуваних у Всесвіті. Після визначення мас цих галактик з'явилася можливість перевірити теорії формування галактик на найменших масштабах та вивчити природу темної матерії. Л. Стригарі та інші (2008) для розрахунку мас використали нові вимірювання швидкостей зір у цих галактиках. Визначені за дисперсією швидкостей маси в межах 300 пк від ядра виявилися сумісними з припущенням про їх однакове значення (приблизно $10^7 M_{\odot}$) для всіх карликів. Однаковість маси при значних відмінностях у світності пояснюється наявністю темної матерії. Цей факт, якщо він підтвердиться, може відіграти важливу роль у теорії утворення галактик. Можливо, знайдений той «квант» маси, з якого будуються більші галактики. Сказане вище проілюстровано на рис. 8.4.

Зауважимо, що наявність нижньої границі маси галактик узгоджується з ідеєю про теплу темну матерію, яку утворюють по-

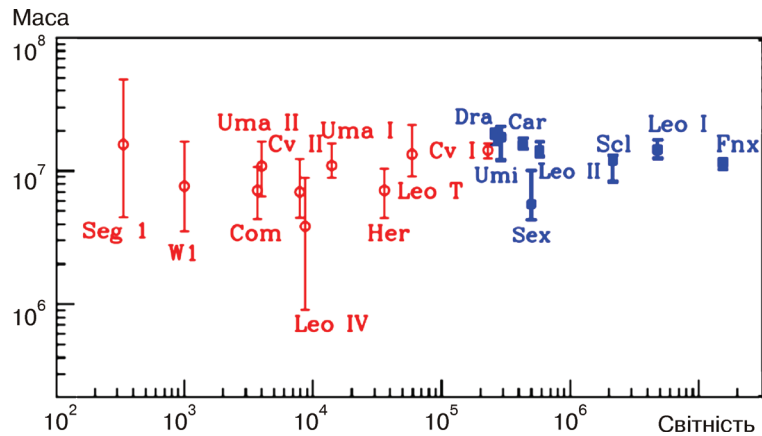


Рис. 8.4. Залежність інтегрованих мас у межах 300 пк від карликових супутників Молочного Шляху (в одиницях M_{\odot}) від їхньої повної світності (в одиницях L_{\odot}):

○ — недавно відкриті супутники за оглядом SDSS; ■ — «класичні» карлики, відкриті до огляду SDSS. Довжини «вусів» відповідають ймовірності 60,6 %

рівняно легкі частинки, що рухаються з субсвітловими швидкостями. Їх швидкий рух просто не дає можливості створюватися стабільним згусткам невеликих розмірів та мас — частинки проскакують їх швидше, ніж між ними виникне взаємне притягання. При цьому теоретично визначено чітке співвідношення між мінімальною масою стабільних згустків та масами окремих частинок. Значенню $10^7 M_{\odot}$ відповідають частинки з масою спокою в декілька кілоелектрон-вольт, приблизно на 2 порядки легшими за електрон.

8.12. Відношення маса—світність галактик

8.12.1. Загальні відомості

Відношення маса—світність M/L галактик — один із важливих чинників, який свідчить про наявність темної матерії в галактиках. Якщо $M/L = 1$ (в одиницях сонячного відношення M_{\odot}/L_{\odot}) це означає, що у галактиці стільки маси, скільки й світла, тобто галактика містить лише зорі сонячного типу. Якщо відношення більше за одиницю, то баріонної речовини,



що випромінює, менше, ніж вся маса галактики, тобто галактика містить масу речовини, яка не випромінює. Це, перш за все, газ та пил. Якщо після врахування (віднімання) маси газу та пилу відношення залишається більшим за одиницю, то в галактиці існують невидимі маси небаріонної природи, що називаються *темною матерією*.

Наведемо основні факти, що свідчать на користь існування темної матерії.

- Дисперсія швидкостей галактик у багатьох скупченнях така, що для стабільності системи необхідно, щоб маси у десятки разів перевищували суми індивідуальних мас, визначених за світністю (Цвіккі Ф., 1933).

- Невідповідність на всіх рівнях (пари, групи, скупчення) теореми про віріал та суми індивідуальних мас.

- Криві обертання не виходять на кеплерівську асимптотику — вони мають плоску форму (Рубін В. та ін., 1970).

- Температура рентгенівського випромінювання гарячого газу у скупченнях галактик відповідає віріальним рухам галактик (Фабіан А. та ін., 1981).

- Гравітаційне лінзування (Тайсон А., 1984).

Зауважимо, що існують галактики, які майже повністю складаються з темної матерії (відношення ~ 700). Зокрема, Гілмор зі співробітниками побудували таку діаграму для карликових галактик Місцевої групи (рис. 8.5).

Уздовж осі абсцис відкладені візуальні абсолютні величини карликових сфероїдальних галактик Місцевої групи, а осі орди-

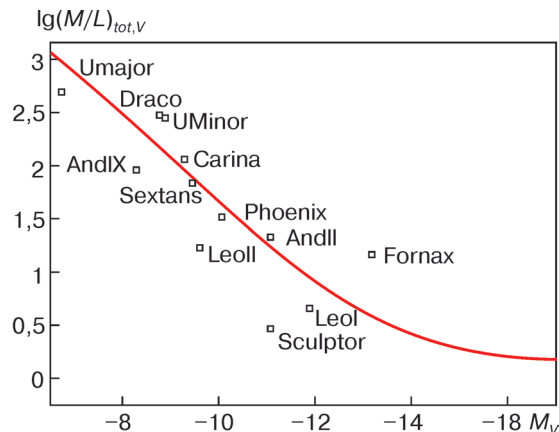


Рис. 8.5. Відношення маса—світність для карликових галактик Місцевої групи як функція абсолютної V -величини

нат — логарифм відношення маси до світності (маси оцінювалися за динамікою зір). Як бачимо, відношення варіюють від приблизно 3 до 500 (логарифми від 0,5 до 2,7). При цьому для найменш світних карликів відношення маси до світності більше, тобто у карликових галактик низької світності домінує темна матерія. Неперервна лінія — залежність відношення маси до світності від абсолютної величини, якщо всі карликові галактики крім маси зір містять ще $4 \cdot 10^7 M_{\odot}$ темної матерії.

Давно відомо, що інфрачервона світність галактики відстежує її зоряну масу набагато краще, ніж світність у більш короткохвильових фільтрах, зокрема у *B*-смузі, яку найчастіше подають у каталогах та базах даних. Якщо відношення маси до світності M/L_B у сонячних одиницях при вимірюванні маси в межах видимих розмірів для близьких галактик варіює від декількох одиниць до десяти, то для *K*-смуги з добрим наближенням (до 5 % похибки) можна прийняти, що

$$M_{star} / M_{\odot} = L_K / L_{K,\odot}. \quad (8.48)$$

Іншими словами, на одиницю світності — зорі, якщо прийняти однотипність зоряного населення галактики, — припадає одиниця маси. Тому масу галактики, що визначається з (8.48), зручно приймати для оцінки зоряної маси галактики M_{star} у M_{\odot} .

8.12.2. Відношення маса—світність для спіральних галактик

Неможливо визначити повну масу спіральної галактики, оскільки дані про те, який об'єм займає гало, де сконцентрована темна матерія, є невідомими. Це означає, що для такої оцінки треба обмежитися певним радіусом, — зазвичай вибирають радіус R_{25} , що досягає $25^m/\square''$ у *B*-смузі. У цьому випадку можна записати такий вираз для спіральних галактик будь-якого габблівського морфологічного типу:

$$\lg \left(\frac{R_{25}}{\text{КПК}} \right) = -0,249 M_B - 4,00. \quad (8.49)$$

Тоді всередині радіуса R_{25} можна визначити: $M/L_B = 6,2$ для типу Sa; $M/L_B = 4,5$ для типу Sb; $M/L_B = 2,6$ для типу Sc. Спадання відношення маси до світності вздовж морфологічної кла-



сифікації спіральних галактик пояснюється тим, що спіральні галактики пізніх типів містять більш молоді блакитні, світні зорі.

Відношення Таллі—Фішера, тобто залежність світності спіральних галактик від максимуму швидкості обертання

$$L \propto (V_{\max})^\alpha, \quad (8.50)$$

має таку властивість: чим більша довжина хвилі фільтра, в якому вимірюється світність, тим менша дисперсія цього відношення (на більших довжинах хвиль вплив поглинання пилом менший). Зокрема, для близького ІЧ-діапазону дисперсія галактик щодо (8.50) становить близько 10 %. Як зауважувалося в розд. 5, порівняння світності галактики, отриманої за відношенням ТФ, з вимірним потоком від галактики дає змогу незалежно оцінити відстань до галактики, оскільки визначення максимуму швидкості обертання спіральної галактики не залежить від відстані до неї.

Введемо у рівняння (8.15), записане у термінах максимальної швидкості обертання V_{\max} та відстані r від центру галактики, параметр світності галактики:

$$L = \left(\frac{M}{L}\right)^{-1} \frac{V_{\max}^2 r}{G}. \quad (8.51)$$

Підставимо в це рівняння відстань від центру галактики, подану виразом для середньої поверхневої яскравості $\langle I \rangle = \frac{L}{r^2}$, тоді

$$L = \left(\frac{M}{L}\right)^{-2} \left(\frac{1}{G^2 \langle I \rangle}\right) V_{\max}^4. \quad (8.52)$$

Цей вираз є відношенням ТФ, коли відношення маса—світність і середня поверхнева яскравість однакові для всіх типів спіральних галактик. Зважаючи, що форми кривих обертання спіральних галактик (див. розд. 6) досить подібні, можна вважати, що й відношення світної до темної маси в них буде однаковим, особливо це стосується ІЧ-галактик, для яких залежність відношення маси до світності зоряного населення від віку майже не спостерігається.

Проаналізувавши формулу (8.52), одержимо, що маса спіральної галактики вважається такою, що містить і темну матерію, тобто припускається, що відношення маса—світність (M/L) є сталим. Припустимо тепер, що відношення баріонної маси до

темної маси в галактиці є сталим, а зоряне населення в усіх спіральних галактиках однакове, тобто відношення маси зір до світності є сталим. У такому разі відношення ТФ буде правильним тільки тоді, коли газ (міжзоряне середовище) не додаватиметься до баріонної маси галактики. Але очевидним є те, що газ, особливо в спіральних галактиках з низькою масою, зокрема в карликових галактиках, — один із основних компонент баріонної матерії. Тобто для таких галактик, зокрема для спіральних галактик зі швидкістю обертання до 100 км/с, відношення ТФ не застосовують (див. рис. 8.1). Якщо врахувати масу газу, одержану за вимірюваннями в радіолінії 21 см, то отримуємо вираз для маси диска спіральних галактик (тут припускається, що світність L приблизно пропорційна масі зір M_{star} , тоді відношення ТФ можна вважати відношенням між максимальною швидкістю обертання V_{max} галактики і масою зір M_{star}):

$$M_d = 2 \cdot 10^9 h^{-2} M_\odot \left(\frac{V_{max}}{100 \text{ км/с}} \right)^4, \quad (8.53)$$

де $M_d = M_{star} + M_{gas}$. Тоді формула (8.50) про сталість відношення баріонної матерії до темної матерії у широкому діапазоні мас справедлива, якщо в спіральних галактиках відсутня інша баріонна речовина (типу МАСНО).

8.12.3. Відношення маса—світність для еліптичних галактик та фундаментальна площа

У розд. 5 обговорювалося використання фундаментальної площини (ФП) як масштабного чинника для встановлення відстаней до еліптичних галактик. Зокрема, враховуючи, що ефективний радіус (на якому світність зменшується вдвічі) і середня поверхнева яскравість пов'язані емпіричною залежністю $R_e \propto \langle I \rangle_e^{-0,83}$, а світність еліптичних галактик можна записати як $L = 2\pi R_e^2 \langle I \rangle_e$, отримуємо таку залежність:

$$L \propto R_e^2 \langle I \rangle_e \propto \langle I \rangle_e^{-0,66}, \text{ або } \langle I \rangle_e \propto L^{-1,5}. \quad (8.54)$$

З цієї формули зрозуміло, що найсвітніші еліптичні галактики мають найменшу поверхневу яскравість. З урахуванням того, що у фундаментальній площині тривимірної системи координат



$(R_e, \langle I \rangle_e, \sigma_0)$, де σ_0 — дисперсія центральної швидкості, маємо вираз для фундаментальної площини:

$$R_e \propto \sigma_0^{1,4} \langle I \rangle_e^{-0,85}. \quad (8.55)$$

Оскільки масу можна визначити за теоремою про віріал (8.10), а саме $M \propto \sigma_0^2 R_e$, то з урахуванням (8.54) можна перейти до залежності маса—світність:

$$R_e \propto \frac{L}{M} \frac{\sigma_0^2}{\langle I \rangle_e} \propto \frac{\sigma_0^{1,4}}{\langle I \rangle_e^{0,85}}, \text{ або } \frac{M}{L} \propto \frac{\sigma_0^{0,6}}{\langle I \rangle_e^{0,15}} \propto \frac{M^{0,3}}{R_e^{0,3}} \frac{R_e^{0,3}}{L^{0,15}}, \quad (8.56)$$

та отримати загальні масштабні відношення маси до світності еліптичних галактик, які свідчать, що це відношення досить повільно зростає зі збільшенням мас галактик:

$$\frac{M}{L} \propto M^{0,18}, \quad \frac{M}{L} \propto L^{0,21}. \quad (8.57)$$

8.12.4. Загальні тенденції

У 1966 році Караченцев вперше показав монотонне зростання відношення маса—світність M/L зі збільшенням населеності систем галактик від пар до надскупчень. З кінця 1970-х років для перевірок узгодження спостережуваних даних з висновками космологічних теорій виконано низку праць щодо оцінювання вмісту темної матерії в групах галактик різної населеності. Ейнасто зі співавторами (1973) знайшли, що $M/L = 100 M_\odot/L_\odot$ для близьких груп галактик, і дійшли висновку про те, що карликові галактики розташовані навколо масивної домінувальної галактики і разом із темним її гало утворюють гравітаційно зв'язану систему. Д. Зарицький зі співавторами (1997) аргументували існування великих темних гало навколо ізольованих спіральних галактик, проводячи пошук карликових супутників навколо них та вивчаючи їхні властивості. На базі вимірювань оптичних і рентгенівських мас галактик, груп і скупчень галактик Н. Беколл та інші (1995) дійшли такого висновку: якщо темна матерія сконцентрована в гало галактик, які простягаються до 200 кпк, то віріальний парадокс можна вирішити, тобто масу надскупчень можна визначити як суму мас галактик, які в ньому знаходяться, з додаванням маси гарячого газу. М. Гіранді та інші

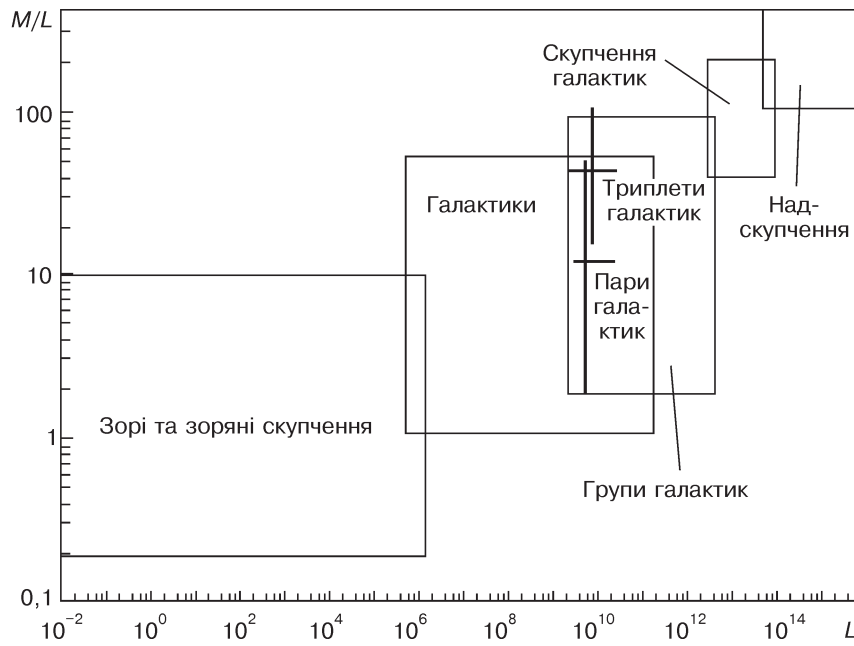


Рис. 8.6. Діаграма зростання відношення маси до світності для систем небесних об'єктів різної населеності

(2002) порівняли відношення віріальна маса—світність для угруповань галактик різної населеності — від малонаселених груп до багатих скупчень та виявили, що зі збільшенням населеності системи маса зростає швидше, ніж світність: $M \sim L^{1,34 \pm 0,03}$. Отже, очевидно, що прихована маса присутня в гало окремих галактик (масу визначають за кривими обертання для дискових галактик і за рухом зір для еліптичних) та у скупченнях (масу визначають за теоремою про віріал, гравітаційним лінзуванням, температурою гарячого газу). На рис. 8.6 (Вавилова І.Б. та ін., 2015) подано діаграму зростання відношення маси до світності для систем небесних об'єктів різної населеності: зорі та зоряні скупчення, галактики, групи та скупчення галактик, надскупчення галактик.



СПИСОК РЕКОМЕНДОВАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

Агекян Т.А. Звезды, галактики, Метагалактика. — 3-е изд., перераб. и доп. — М.: Наука, 1981. — 416 с.

Александров Ю.В. Астрофізика: навчальний посібник для студентів напряму «Фізика» класичних університетів. — Харків: ХНУ ім. В.Н. Каразіна, 2014. — 216 с.

Александров А.Н., Вавилова И.Б., Жданов В.И. и др. Общая теория относительности: признание временем. — К.: Наукова думка, 2015. — 332 с.

Андрієвський С.М., Климишин І.А. Курс загальної астрономії: Навч. посібник. — Одеса: Астропринт, 2007. — 476 с.

Астрономічний енциклопедичний словник / За ред. І.А. Климишина, А.О. Корсунь. — Львів, 2003. — 548 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.

Брауде С.Я., Конторович В.М. Радиоволны рассказывают о Вселенной. — 2-е изд., испр. и доп. — К.: Академперіодика, 2005. — 283 с.

Вавилова І.Б. Великомасштабна структура Всесвіту. — К.: Вид-во Київського ун-ту, 1998. — 108 с.

Вавилова І.Б. Астрономія // Українська культура ХХ — початку ХХІ століть, за ред. М.Г. Жулинського. — К.: Наукова думка, 2014. — Том 5, книга 3. — 950 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.

Вильковиский Э.Я. Квазары и активность ядер галактик. — М.: Наука, 1985. — 176 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. — М.: Наука, 1972. — 464 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.
- 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.* Звездные острова: Галактики звезд и Вселенная галактик. — Фрязино: Век 2, 2005. — 272 с.
- Ефремов Ю.Н.* Млечный Путь. — Фрязино: Век 2, 2006. — 64 с.
- Ефремов Ю.Н.* В глубины Вселенной. — 3-е изд., перераб. и доп. — М.: Наука, 1984. — 224 с.
- Жданов В.І.* Вступ до теорії відносності : Навч. посібник. — К.: ВПЦ «Київський університет», 2008. — 287 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.
- 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.
- Караченцев И.Д.* Двойные галактики. — М.: Наука, 1986.
- Климишин І.А.* Історія астрономії. — Івано-Франківськ: ІФТКДІ, 2000. — 652 с.
- Колчинский И.Г., Корсунь А.А., Родригес М.Г.* Астрономы. Биографический справочник. — К.: Наукова думка, 1986. — 512 с.
- Куликовский П.Г.* Звездная астрономия. — М.: Наука, 1978. — 256 с.
- Кутузов С.А., Марданова М.А., Осипков Л.П.* Математические методы моделирования галактик. — СПб.: СОЛО, 2012. — 114 с.
- Лонгейр М., Эйнасто Я.* Крупномасштабная структура Вселенной. — М.: Мир, 1981. — 520 с.
- Марочник Л.С., Сучков А.А.* Галактика. — М.: Наука, 1984. — 392 с.
- Миттон С.* Исследование галактик. — М.: Мир, 1980. — 250 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. — К.: Наукова думка, 2013. — 150 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. — К.: Наукова думка, 2013. — 288 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.
- 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.
- 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.
- Черпащук А.М., Чернин Ю.Д.* Горизонты Вселенной. — Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2005. — 372 с.
- Черпащук А.М., Чернин А.Д.* Вселенная, жизнь, черные дыры. — Фрязино: Век 2, 2007. — 320 с.
- Чеснок Н.Г.* Обробка спектрів та позагалактичних об'єктів за допомогою програмного забезпечення VOSpec. — К.: ВАІТЕ., 2010.
- Шайн Г.А.* Избранные труды. — К.: Наукова думка, 2012. — 631 с.
- Шепли Х.* Галактики. — М.; Л.: Гостехиздат, 1947. — 226 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. — К.: 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.
- 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. — K. : Akadempriodyka, 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.

Pagel B.E.J. Nucleosynthesis and Chemical Evolution of Galaxies. — Cambridge Univ. Press, 1997. — 378 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).

Peebles P.J.E. Principles of Physical Cosmology. — New Jersey: Princeton Univ. Press, 1993. — 718 p.

Poggianti B.M. K and evolutionary corrections from UV to IR // Astron. Astroph. Suppl. Ser. — 1997. — Vol. 122. — P. 399–407.

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.

Tully R.B., Fouque P. The extragalactic distance scale. I. Corrections to fundamental observables // Astroph. J. Suppl. Ser. — 1985. — Vol. 58. — P. 67–80.

Turatto M. Classification of Supernovae // Lect. Not. Phys. — 2003. — Vol. 598. — P. 21–36.

Reviews in Modern Astronomy. Vol. 13. New Astrophysical Horizons / Ed. R.E. Schielicke. — Hamburg: Astronomische Gesellschaft, 2000. — 269 p.

Reviews in Modern Astronomy. Vol. 11. Stars and Galaxies / Ed. R.E. Schielicke. — Hamburg: Astronomische Gesellschaft, 1998. — 389 p.

Schneider P. Extragalactic Astronomy and Cosmology. An Introduction. — Springer Verlag, Berlin Heidelberg, 2006. — 457 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.

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.

Електронні ресурси: Encyclopedia of Astronomy and Astrophysics (2002); Астронет; Вікіпедія



ІМЕННИЙ ПОКАЖЧИК

А

Аарансон Марк (англ. Aaronson Marc, 1950—1987) — американський астрофізик 205, 233

Александр Стефен (англ. Alexander Stephen, 1 вересня 1806—25 червня 1883) — американський математик і астроном 14

Амбарцумян Віктор Амазаспович (5 (18) вересня 1908, Тбілісі—12 серпня 1996, Єреван) — вірменський радянський астрофізик 27

Арп Хелтон Крістіан (англ. Arp Halton Christian, 21 березня 1927, Нью-Йорк—28 грудня 2013, Мюнхен) — американський астроном 63, 181, 183

Б

Бааде Вальтер (нім. Baade Wilhelm Heinrich Walter, 24 березня 1893, Шреттінгхаузен—25 червня 1960, Геттінген) — німецький астроном 16, 25, 37, 83, 200, 211, 219

Бейлі Солон Ірвінг (1917) (англ. Bailey Solon Irving, 29 грудня 1854, Лісабон (Нью-Гемпшир)—5 червня 1931, Норвелл (Массачусетс)) — американський астроном 197, 200, 211, 219

Беккер Людвіг (англ. Becker Ludwig, 1860—1947) — британський астроном 51

Берг ван ден Сидні (англ. van den Bergh Sidney, 20 травня 1929) — канадський астроном 63, 98, 106, 182, 208, 218, 277

Бодє Йоганн Елерт (нім. Bode Johann Elert, 19 січня 1747—23 листопада 1826) — німецький астроном, член Берлінської АН (1786) 91

Болін Карл Петрус Теодор (англ. Bohlin Karl Petrus Theodor, 30 жовтня 1860, Стокгольм—25 травня 1939) — шведський астроном 16

Брауде Семен Якович (28 січня 1911, Полтава—30 червня 2003, Харків) — український радіофізик і радіоастроном, академік АН УРСР, засновник радіоокеанографії та декаметрової радіоастрономії 28, 184

В

Вашакідзе Михайло Олександрович (28 серпня 1909, Діді-Джиканші (Тифліська губернія) —27 листопада 1956, Тбілісі) — грузинський радянський астроном 26

Вері Вашингтон Френк (англ. Very Washington Frank, 1852—23 листопада 1927) — американський астроном 16

Вокулер Жерар Анрі де (фр. de Vaucouleurs Gérard Henri, 25 квітня 1918—7 жовтня 1995) — французький астроном 10, 30, 31, 85, 91, 98, 101, 102, 106, 118, 119, 125, 127, 180, 181, 217, 254, 303

Вольф Максиміліан Франц Йозеф Корнеліус (нім. Wolf Maximilian Franz Joseph Cornelius, 21 червня 1863—3 жовтня 1932) — німецький астроном 12, 17, 83, 242

Воронцов-Вельямінов Борис Олександрович (14 лютого 1904, Єкатеринослав—27 січня 1994, Москва) — радянський астроном, член-кореспондент Академії педагогічних наук СРСР (1947) 27, 101, 103, 180, 181, 217, 218, 254

Г

Габбл Едвін Павелл (часто також Хаббл, англ. Hubble Edwin Powell, 20 листопада 1889, Маршфілд (Місурі, США)—28 вересня 1953, Сан-Маріно (Каліфорнія, США) — американський астроном, дослідник галактик, позагалактичних туманностей, сформулював закон Габбла, створив класифікацію галактик 17, 23, 24, 26, 30, 83, 86, 88, 91, 92, 104, 105, 135, 140, 147, 186, 191, 192, 198, 208, 210, 229, 254, 287, 288, 296

Гаггінс Уільям (англ. Huggins William, 1824—1910) — англійський астроном 11, 14, 82

Гартвіг Карл Ернст Альбрехт (нім. Hartwig Carl Ernst Albrecht, 14 січня 1851, Франкфурт — 3 травня 1923, Бамберг) — німецький астроном 19

Гершель Вільям (Фрідріх Вільгельм 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 9, 11, 13, 24, 34, 35, 82, 88

Гершель Джон Фредерік Вільям (нім. Herschel John Frederick William, 1792—1871) — англійський математик, астроном, хімік, фотограф, ботанік, син Вільяма Гершеля 11, 34, 36, 88, 179

Гершель Кароліна Лукреція (нім. Herschel Caroline Lucretia, 16 березня 1750, Ганновер—9 січня 1848) — англійський астроном, сестра і помічниця Вільяма Гершеля 9, 11

Герцшпрунг Ейнар (дан. Hertzsprung Ejnar, 8 жовтня 1873—21 жовтня 1967) — данський астроном, член Данської королівської АН 20, 62, 196, 201, 202

Голмберг Ерік Бертиль (швед. Holmberg Erik Bertil, 13 листопада 1908—2 березня 2000) — шведський астроном, член Шведської королівської академії наук 98, 247, 248, 287, 294, 295, 308

Гумбольдт Александер фон (нім. von Humboldt Friedrich Wilhelm Heinrich Alexander, 14 вересня 1769, Берлін—6 травня 1859, Берлін) — німецький вчений-енциклопедист, фізик, метеоролог, географ, ботанік, зоолог, мандрівник 14

Г'юмасон Мілтон (англ. Humason Milton Lasell, 1891—1972) — американський астроном 25, 144, 147, 149, 153, 191, 219, 282, 286, 288

Д

Дірак Поль Адрієн Моріс (англ. Dirac Paul Adrien Maurice, 8 серпня 1902—20 жовтня 1984, Таллахассі) — британський фізик, лауреат Нобелівської премії з фізики 1933 року (разом з Ервіном Шредингером) 285



Джинс Джеймс Гопвуд (англ. Jeans James Hopwood, 11 вересня 1877—16 вересня 1946, Доркінг (Великобританія) — англійський астроном, фізик і математик, член Лондонського королівського товариства (1906) 104, 270

Джонсон Гарольд Лестер (англ. Johnson Harold Lester, 17 квітня 1921—2 квітня 1980) — американський астроном, один із розробників стандартної системи фотометрії зоряних систем 279

Дрейер Джон Людвіг Еміль (дан. Dreyer Johan Ludvig Emil, англ. John Louis Emil Dreyer, 13 лютого 1852, Копенгаген—14 вересня 1926, Оксфорд) — ірландсько-англійський астроном данського походження 12, 180

Е

Еддінгтон Артур Стенлі (англ. Eddington Arthur Stanley, 28 грудня 1882, Кендал—22 листопада 1944, Кембридж) — англійський астроном і фізик, член Лондонського королівського товариства (1914) 201, 302

Ейлер Леонард (нім. Euler Leonhard, 15 квітня 1707, Базель (Швейцарія) — 7 (18) вересня 1783, Санкт-Петербург (Росія)) — швейцарський і російський математик і фізик 301

К

Кант Іммануїл (нім. Kant Immanuel, 1724, Кенігсберг—1804, там само) — німецький філософ, родоначальник німецької класичної філософії 10, 13, 34
 Каптейн Якобус Корнеліус (нід. Kapteyn Jacobus Cornelius, 19 січня 1851, Барневельде—18 червня 1922, Амстердам) — нідерландський астроном 23, 35, 36

Кертис Гебер Дуст (англ. Curtis Heber Doust, 27 липня 1872—8 січня 1942) — американський астроном, член Національної АН США 12, 17—19, 21, 22, 24, 36

Кілер Джеймс Едуард (англ. Keeler James Edward, 1857—1900) — американський астроном 15, 82

Клампке-Робертс Дороти (англ. Klumpke-Roberts Doroti, 9 серпня 1861, Сан-Франциско—5 жовтня 1942, там само) — американський астроном 83

Клаузіус Рудольф (нім. Rudolf Julius Emanuel Clausius, 2 січня 1822, Кошалін—24 серпня 1888, Бонн) — німецький фізик, механік і математик 300, 301

Костинський Сергій Костянтинович, 12 серпня 1867, Москва—22 серпня 1936, Пулково) — російський і радянський астроном, член-кореспондент Росії та СРСР (1915) 17

Крослі Едвард (англ. Crossley Edward, 1841—1905) — англійський астроном 82

Л

Лівітт Генрієта Свон (англ. Leavitt Henrietta Swan, 4 липня 1868—12 грудня 1921) — американський астроном, відома своїми роботами з вивчення змінних зірок 20, 36, 196, 197

Ліндبلاد Бертіл (швед. Lindblad Bertil, 26 листопада 1895, Еребру—26 червня 1965) — шведський астроном, член Шведської королівської АН (з 1928 року), її президент у 1938—1939 і 1960—1961 роках 21, 36, 254, 270

Лундмарк Кнут Еміль (швед. Lundmark Knut Emil, 14 червня 1889—23 квітня 1958) — шведський астроном 16, 17, 19, 23—25, 83, 210, 216, 219

М

Маанен Адріан ван (нід. van Maanen Adriaan, 31 березня 1884—26 січня 1946) — нідерландсько-американський астроном, член Амстердамської АН 16, 17, 22, 242

Мак-Лафлін Дін Бенджамін (англ. McLaughlin Dean Benjamin, 1901—1965) — американський астроном 208, 209

Маріус (Марій) Симон (нім. Marius (Mayr) Simon, 10 січня 1573—26 грудня 1624) — німецький астроном 8

Маркарян Беніамін Єгішевич (29 листопада 1913, Шаумени—29 вересня 1985, Єреван) — вірменський радянський астроном, академік АН Вірменської РСР 27, 111, 150, 151, 182

Маффі Пауло (іт. Maffei Paolo, 2 січня 1926—1 березня 2009) — італійський астрофізик 86

Мессьє Шарль (фр. Messier Charles, 26 червня 1730, Бадонвіль (Лотарингія)—12 квітня 1817, Париж) — французький астроном, член Паризької АН (1770), кавалер ордену Почесного легіону 9, 86, 87, 91, 94, 179, 273

Мінковський Рудольф Лео Бернард (нім. Minkowski Rudolph Leo Bernhard, 28 травня 1895—4 січня 1976) — німецько-американський астроном, член Національної АН США (1959) 219, 220

Морган Вільям Вілсон (англ. Morgan William Wilson, 3 січня 1906—21 червня 1994) — американський астроном, член Національної АН США (1956) 100, 101

Мілн Едуард Артур (англ. Milne Edward Arthur, 14 лютого 1896, Гуль (Англія) — 21 вересня 1950, Дублін (Ірландія)) — англійський астроном 66, 67

О

Огородников Кирило Федорович (30 липня 1900, Санкт-Петербург—30 червня 1985) — радянський астроном 27, 66, 67

Оорт Ян Гендрик (нід. Oort Jan Hendrik, 28 квітня 1900, Франекер—5 листопада 1992, Лейден) — нідерландський астроном, член Нідерландської АН 21, 36, 74, 118, 246, 299

П

Піготт Едвард (англ. Pigott Edward, 27 березня 1753—27 червня 1825) — англійський астроном 195

Піз Френсіс Гледгейм (англ. Pease Francis Gladheim, 14 січня 1881—7 лютого 1938) — американський астроном 18, 257

Пікерінг Едвард Чарлз (англ. Pickering Edward Charles, 19 липня 1846—3 лютого 1919) — американський астроном, член Національної АН США 18, 196

Прітчетт Хенрі Сміт (англ. Pritchett Henry Smith, 1857—1939) — американський астроном 208

Псковський Юрій Павлович (1926, Ногинськ—2004, Москва) — російський астроном 219

**Р**

Райт Томас (англ. Wright Thomas, 22 вересня 1711, Байерс-Грін— 25 лютого 1786, там само) — англійський астроном, математик, архітектор 10, 13, 34

Рассел Генрі Норріс (англ. Russell Henry Norris, 25 жовтня 1877, Ойстер-Бей (штат Нью-Йорк)—18 лютого 1957, Принстон (штат Нью-Джерсі) — американський астрофізик 62, 201, 202

Рейнольдс Джон Генрі (англ. Reynolds John Henry, 1842—1927) — британський астроном-аматор, просвітител, зокрема, його діяльність пов'язана з розвитком Манчестерського освітнього закладу 16, 26, 117, 135

Річі Джордж Вілліс (англ. Ritchey George Willis, 31 грудня 1864—4 листопада 1945) — американський астроном і конструктор телескопів 16, 18, 207

Робертс Ісаак (англ. Roberts Isaacs, 27 січня 1829—17 липня 1904) — англійський інженер, астроном-любитель, піонер в області астрофотографії туманностей 12, 82

Росс Уільям Парсонс (Вільям Парсонс, третій лорд Росс, англ. Parsons William, 3rd Earl of Rosse, 17 червня 1800—31 жовтня 1867) — ірландський астроном, член (від 1831) і президент (1849—1854) Лондонського королівського товариства, член Королівського астрономічного товариства (від 1824), іноземний член Петербурзької АН (1852). Член Палати громад (1821—1834) і Палати лордів (1845—1867) парламенту Великобританії, канцлер Триніті-коледжу Дублінського університету (1862—1867) 11, 14, 82

С

Сведенборг Еммануїл (швед. Swedberg Emanuel, 29 січня 1688, Стокгольм—29 березня 1772, Лондон) — шведський учений-природознавець, теософ, винахідник 10, 13

Сендейдж Алан Рекс (англ. Sandage Allan Rex, 18 червня 1926—13 листопада 2010) — американський астроном, член Національної АН США, лауреат премії Грубера з космології 83, 94, 140, 147, 153, 181, 192, 201, 210, 211, 217, 282, 288

Сірс Фредерик Генлі (англ. Seares Frederick Hanley, 17 травня 1873—20 липня 1964) — американський астроном, член Національної АН США 16

Слайфер Весто Мелвін (англ. Slipher Vesto Melvin, 11 листопада 1875—8 листопада 1969) — американський астроном, член Національної АН США (1921) 15, 191, 242

Стремберг Густав (швед. Strömberg Gustaf, 1882—1962) — американський астроном шведського походження 36

Т

Трюмплер Роберт Джуліус (нім. Trumpler Robert Julius, 2 жовтня 1886—10 вересня 1956) — астроном, член Національної АН США (1932) 22, 24, 35, 36

Ф

Флемінг Вільгельміна (англ. Fleming Williamina Paton Stevens, 15 травня 1857—21 травня 1911) — шотландсько-американський астроном 198

Ц

Цвіккі Фріц (нім. Zwicky Fritz, 14 лютого 1898—8 лютого 1974) — американський астроном швейцарського походження 111, 180, 182, 208, 219, 220, 222, 287, 317

Ш

Шайн Григорій Абрамович (19 квітня 1892, Одеса—4 серпня 1956, Москва) — радянський астроном, академік АН СРСР (1939), засновник і перший директор Кримської астрофізичної обсерваторії 27

Шейнер Юліус (нім. Scheiner Julius, 1858—1913) — німецький астроном 14, 15

Шеплі Гарлоу (англ. Shapley Harlow, 2 листопада 1885—20 жовтня 1972) — американський астроном, член Національної АН США (1924) 12, 18—24, 35, 36, 93, 98, 106, 107, 180, 198—200, 202, 206, 207, 210, 286, 289

Щ

Щеголев Дмитро Євгенович (1920—1988, Пулково) — радянський астроном 27



ПРЕДМЕТНИЙ ПОКАЖЧИК

- А**
Акреція 207, 221
Активні ядра галактик 7, 28, 101, 107, 112, 136, 218, 258
- Б**
Бааде вікно 59, 61
- В**
Відстані
— за залежністю Галлі—Фішера 144, 187, 195, 205, 229—235, 237—239, 281, 305, 306, 319
— за залежністю Фабер—Джексона 238—240
— за зорями типу RR Ліри 36, 197, 198, 200, 201
— за класом світності галактик 218, 219
— за кутовим діаметром 190, 216, 217
— за надновими зорями 219—227
— за найяскравішими зорями 210—213
— за новими зорями 207—209
— за фундаментальною площиною 239—241
— за кулястими скупченнями 213, 214
— за планетарними туманностями 214—215
— за цефеїдами 195—204
— за червоним зміщенням 191—195, 205
— індикатори 186—188, 241
— фотометрична відстань 116, 143, 171, 190, 194, 230, 249, 277, 282, 306
— шкала 187
- Всесвіт
— Великий Вибух 63, 312
— вік 191, 312
— густина матерії 225, 249, 265, 300
— космологічна модель 26, 116, 140, 162, 188, 190, 192, 194, 234, 290, 300, 313, 321
— прискорене розширення 188, 219—227
— темна енергія 225, 226, 315
— темна матерія 7, 225, 304, 316—321
- Г**
Габбла послідовність (див. морфологічна класифікація Габбла)
Галактика (див. Молочний Шлях)
Галактики
— об'єкти
- з активними ядрами (Сейферта) 28, 101, 107, 112, 136, 258
- VL Лас об'єкти 7, 112, 218
- карликові 42, 61, 75, 80—82, 93, 99, 100, 102, 106—111, 135, 136, 211, 217, 221, 230, 233, 241, 245,

- 250, 268, 277, 285, 287, 293, 305, 315—321
- Магеланові Хмари Велика й Мала 20, 21, 23, 198, 204, 206
 - низької поверхневої яскравості 80—82, 100, 107, 109, 111, 138, 140, 151, 237, 238, 268, 288, 318
 - подвійні галактики 10, 28, 154, 255, 308—311
 - радіогалактики 101, 112
 - супутники галактик 9, 25, 42, 46, 75, 76, 90, 91, 105, 111, 123, 161, 211, 255, 265, 266, 272, 299, 303, 309—311, 315, 316, 321
 - Туманність Андромеди 8, 9, 19, 20, 25, 76, 81, 111, 300, 303
- типи
- еліптичні 25, 27, 59, 75, 83—87, 93—96, 100—107, 109, 111, 117, 118, 120, 123, 125, 126, 128—130, 135, 140, 144, 147, 163, 164, 167, 170, 178, 179, 187, 207, 211, 215, 217, 220, 228, 229, 231, 238, 243, 245, 246, 248, 252, 261, 268, 270, 277, 278, 283, 285, 296, 298, 300, 302, 303, 307, 308, 320—322
 - лінзоподібні 84—87, 93—97, 99, 102, 108, 128, 131, 138, 165—168, 214, 240, 245, 246, 277, 298, 300, 302, 304
 - неправильні 75, 83, 90, 91, 93, 98—100, 102, 103, 111, 165, 167, 168, 217, 218, 229, 246, 255
 - спіральні 8, 11, 12, 14—27, 29—31, 37, 46—48, 51—54, 56, 59, 61, 74, 79, 82—84, 86—94, 98—109, 111—113, 118, 123, 128, 131—133, 135, 137—139, 145, 171, 172, 178, 179, 187, 195, 207, 210, 214, 216, 217, 220, 222, 228—231, 235—238, 241—246, 248, 252, 253, 255—257, 259, 264—274, 277, 278, 294—296, 300, 318—321
- Галактичні координати 38—41, 70, 73, 157, 193, 210, 296
- сферична галактична система координат 38—41, 43
 - циліндрична галактична система координат 41, 44, 50, 67
- Е**
- Ефект
- Доплера 191, 243, 309
 - Зеємана 54
 - Сюняєва—Зельдовича 241
 - Толмена 116, 140, 190
 - Фарадея 54, 55
 - Голмберга 294, 295
- З**
- Закон
- Бугера 296
 - Габбла 140, 186, 191—195, 234, 287, 292
 - де Вокулера 118, 128, 129, 130, 134
 - Кеплера 31, 37, 257, 258, 264, 268
 - Кінга 135
 - косеканса 143, 144, 278
 - Нукера 137
 - Ньютона 264, 265, 268, 303, 309, 310, 312
 - Рейнольдса—Габбла 117
 - Толмена 116, 140, 150, 230, 236
 - Фрімана 138—140, 237
- Зорі
- власні рухи 17, 18, 23, 31, 36, 37, 40, 43, 66—70, 72, 73, 74, 193, 196, 227, 242, 271, 302, 322
 - наднові 19, 20, 37, 45, 46, 54, 56—59, 61, 65, 66, 100, 161, 188, 205, 219—227, 241
 - нові 16, 18, 19, 21, 37, 175, 188, 207—209
 - RR Ліри 20, 25, 63, 74, 195—201, 206—208, 212, 213
 - цефеїди 13, 20, 21, 23—25, 36, 37, 51, 187, 188, 192, 195—205, 206—208, 210, 212, 217, 229, 233, 240, 286
 - червоні гіганти 21, 59, 61, 74, 187, 205, 210—213, 227, 276
 - чорні діри (див. Чорні діри)
- Зоряна величина
- абсолютна 19, 20, 24, 31, 42, 45, 106, 117, 130, 132, 142, 143, 146,



- 188, 189, 195, 196, 198, 200, 206, 208, 211, 213—215, 218, 219, 229, 230, 238, 241, 277, 278, 281—286, 290—292, 304, 317, 318
- болометрична 116, 140, 143, 282
 - видима 19, 20, 35, 67, 116, 120, 125—127, 142—144, 155, 188, 189, 208, 211, 212, 215, 218, 230, 233, 234, 235, 277, 278, 282, 285, 286, 289, 290, 294
- Зоряне населення
- популяції I, II і III типу 16, 20, 37, 41—49, 55, 59, 61—64, 79, 93, 100, 196, 198—201, 307, 210, 211, 214, 215, 220, 233, 250, 257, 261, 318—321
- I**
- Індикатори відстані 186—241
- К**
- Квасари 26, 108, 112, 136, 154, 157, 159, 160, 161, 162, 186, 218, 250, 285
- Лайман-альфа ліс 151
- Класифікація морфологічна
- автоматизована 113, 152, 154, 157, 163, 164, 165—172, 173
 - ван ден Берга 98—100, 106, 164, 168, 218, 219, 277
 - де Вокулера 30, 31, 85, 86, 88, 89, 91, 94—98, 101, 103, 104, 106, 164, 168
 - Воронцова-Вельямінова 92, 93, 101, 103, 154, 254
 - Габбла 30, 31, 83—92, 94—96, 98, 99, 101—106, 112, 113, 125, 152, 163, 164, 166, 168, 169, 171, 172, 174—176, 246, 254, 274, 277, 318
 - ключові класифікаційні параметри 163, 168
 - метод головних компонент 165, 172, 173
 - Моргана 100, 101, 163
- К-поправка 142, 146, 147, 233, 281, 282, 283
- Космічні обсерваторії і апарати
- ASCA 307
 - COBE 48, 61, 279
 - eROSITA 114, 162
 - GAIA 61
 - HEAO 114
 - IRAS 48, 114, 295
 - Planck 48, 192
 - ROSAT 162, 307
 - Subaru 64
 - WMAP 152
 - XMM-Ньютон (XMM-Newton) 162
 - Космічний телескоп Габбла (Hubble Space Telescope) 61, 63, 64, 114, 119, 121, 136, 137, 156, 192, 205, 212, 213, 221, 223, 225, 233, 256, 296, 299,
 - Космічний телескоп Спітцера (Spitzer) 64
- Космічні промені 29, 54, 56—59, 275, 307
- Космологічний принцип 190, 193
- М**
- Маса
- віріальна (теорема про віріал) 301, 302, 304—307, 309
 - індикативна 304
 - галактик 31, 42, 48, 49, 75, 80, 137, 236, 258, 266, 271, 303, 317, 319, 321, 322
 - метод аргумента синхронізації 311—315
 - орбітальна у подвійних галактиках 310, 311
- Місцева група галактик 85, 193, 208, 210, 211, 213, 217, 229, 249, 285, 291, 300, 304, 305, 311—315, 317
- Молочний Шлях
- балдж 31, 32, 59—61
 - відстань Сонця від центру 35, 39—41, 303
 - вік 29
 - діаметр 15, 32, 42, 199
 - диск (товстий і тонкий) 31, 32, 38—42, 49, 50
 - дисперсія швидкості 42

- зона уникнення (зона поглинання) 11, 22, 86, 142, 144, 233, 248, 278
- кінематика 42, 66—74
- крива обертання 27, 51—54
- місцевий стандарт покою 50, 51, 67, 196
- маса 31, 42, 300, 303, 311, 314
- магнітне поле 54—56
- міжзоряне середовище 31, 44—49, 56—59
- надмасивна чорна діра 31
- радіус коротації 52
- структура (модель) 10, 14, 29, 31, 32, 34, 38, 51, 54, 66—74, 161
- супутники 74—76, 161, 315, 316
- хімічний склад 45—49, 56—59, 62—66
- центральна частина, ядро 31, 59—61
- щільність розподілу 43—45
- Мікрохвильове випромінювання 58, 193, 232, 240, 241

- П**
- Показники кольору 26, 42, 118, 120, 122, 126, 127, 151, 165, 200, 202, 211
- Профіль спектральної лінії 227, 229, 231, 232, 260, 261, 298
- Профілі яскравості 100, 117, 120, 122—124, 135—137, 155, 167, 170, 230, 260, 261, 298, 307

- С**
- Світність
 - ефективний радіус 126, 128, 130, 239, 320
 - ефективна температура 79, 200
- Співвідношення
 - діаметр—дисперсія швидкості ($D_n-\sigma$) 239, 240
 - Корменді 125, 245
 - маса—світність 49, 50, 316—322
 - період—колір—світність 202, 203
 - період—світність 23, 25, 195, 197, 198, 201—206
- Таллі—Фішера 144, 187, 195, 205, 229—235, 237—239, 281, 305, 306, 319
- Фабер—Джексона 238—240
- Стала
 - Габбла 191—195, 205, 210, 218, 292
 - гравітаційна 55, 236, 237, 264, 265, 303, 307—310
 - космологічна 134, 226, 265, 290
 - Оорта 37, 73, 74

- Т**
- Температура ефективна 79, 143, 147, 200, 282, 283
- Теорема про віріал 236, 264, 265, 300—301

- Ф**
- Фон нічного неба 81, 118—119, 127, 140
- Фотометрія
 - болометрична поправка 116, 140, 143, 282
 - еволюційна поправка 142, 146, 147, 233, 278, 281, 282
 - ефективний радіус 126, 128, 130, 132, 134, 163, 167, 239, 282, 307, 320
 - індекс обертової асиметрії 36, 74, 127, 128, 163—166, 251
 - індекс Серсика 131, 133—135, 166, 167, 246
 - індекси концентрації 127, 130, 132, 163—165, 170, 171, 281
 - *K*-поправка 142, 146, 147, 233, 281—283
 - парадокс Ольберса 140
 - поверхнева яскравість 16, 80—82, 100, 107—111, 115—117, 119—133, 136—142, 151, 163—174, 179, 196, 205, 227—230, 235—241, 248, 261—262, 268, 278, 284, 288, 294, 296, 302, 304, 305, 319, 320
 - поправка за поглинання Молочного Шляху 142—144, 278—281 (див. також 14, 18, 22, 24, 31, 36,



- 41, 48, 59, 149, 209, 213, 233, 248, 249, 294, 296)
- форми ізофот галактик 120—129, 136, 144, 163, 164, 166—169, 179, 190, 230, 246, 248, 250, 263, 304, 305
- Фільтри**
- кольорові 79, 114, 116, 117, 136, 140, 151, 154—160, 166, 172, 190, 212, 213, 230, 252, 283, 293, 304
 - спектральна крива (функція передачі приймача) 142, 143, 151, 212, 230, 278, 279, 282, 318, 319
- Фундаментальна площа** 159, 187, 205, 238, 239 320, 321
- Функції**
- Моффата 120
 - розсіяння точки 120
 - світності Шехтера 289—293

Х

- Хімічна еволюція**
- металічність 42, 61—63, 65, 204
 - хімічний склад 42, 45, 47, 49, 56, 58, 61—64, 67, 161, 204, 207, 219

Ч

- Червоне зміщення**
- гравітаційне 26, 64, 80, 85, 112, 113, 116, 140, 142, 145, 147, 150—153, 156, 159, 163, 165, 171, 174, 188, 190—195, 218, 222, 223, 225, 226, 227, 230, 231, 234, 235, 241, 249, 251, 281, 283, 285, 288—290, 311 (блакитне)
 - фотометричне 116, 143, 171, 190, 194, 230, 249, 277, 282, 306
- Чорні діри**
- у центрі галактик 8, 31, 61, 66, 136, 243, 271, 276
 - у центрі Молочного Шляху 31, 61

Ш

- Швидкість**
- радіальна 18, 26, 69, 72, 85, 89, 162, 191, 193, 220, 232, 248, 260, 286, 302, 308, 311
 - Сонця 50, 51, 69, 72, 74, 303
 - тангенційна 72
- Шмідта тест** 249—251



З М І С Т

П Е Р Е Д М О В А	5
В С Т У П. З І С Т О Р І Ї С Т А Н О В Л Е Н Н Я ПОЗАГАЛАКТИЧНОЇ АСТРОНОМІЇ	7
0.1. Предмет позагалактичної астрономії	7
0.2. Ранні дослідження позагалактичних туманностей	8
0.3. «Острівні» всесвіти чи населення Галактики?	13
0.4. Аргументи «за» та «проти» острівних систем	15
0.5. Цефеїди	20
0.6. «Велика суперечка»	21
0.7. Доведення Габблом позагалактичного розташування галактик	23
0.8. Бааде та шкала міжгалактичних відстаней	24
0.9. З історії становлення позагалактичної астрономії в СРСР та Україні	26
Р О З Д І Л 1. МОЛОЧНИЙ ШЛЯХ	29
1.1. Молочний Шлях як галактика	29
1.2. Еволюція уявлень про структуру Молочного Шляху	34
1.3. Галактичні координати	38
1.3.1. Сферична галактична система координат	38
1.3.2. Циліндрична галактична система координат	41
1.4. Сучасні дані про структуру і фізичні властивості Молочного Шляху	42
1.4.1. Тонкий і товстий диски: розподіл зоряного населення	42
1.4.2. Тонкий і товстий диски: хімічний склад і вік населення	45
1.4.3. Положення та швидкість Сонця	50
1.4.4. Спиральна структура	51
1.4.5. Магнітне поле Галактики	54
1.4.6. Космічні промені	56



1.4.7. Балдж та центр Галактики	59
1.4.8. Гало	61
1.4.9. Модель Огородникова—Мілна кінематики Галактики	66
1.4.10. Корона та найближче оточення Галактики	74
Р О З Д І Л 2. КЛАСИФІКАЦІЇ ТА ОПИС ГАЛАКТИК	77
2.1. Необхідність та складність морфологічної класифікації	77
2.2. Чинники, що впливають на класифікацію галактик, та вивчення їхньої морфології	77
2.3. Витоки класифікації	82
2.4. Морфологічна класифікація Габбла	83
2.5. Структурні утворення у галактиках	92
2.6. Деякі загальні властивості	93
2.7. Друга класифікація Габбла	94
2.8. Доповнення та модифікації габблівської класифікації	98
2.9. Інші класифікації галактик	98
2.10. Еволюційний та антиеволюційний погляди на габблівську послідовність	104
2.11. Класифікація спіральних рукавів	106
2.12. Особливості класифікації карликових галактик	106
2.13. Розмаїття галактик	108
2.14. Класифікація та червоне зміщення	112
2.15. Інтернет-ресурси зображень галактик	113
Р О З Д І Л 3. ПОВЕРХНЕВА ФОТОМЕТРІЯ ГАЛАКТИК	115
3.1. Поверхнева яскравість галактик	115
3.2. Рання історія поверхневої фотометрії галактик	117
3.3. Чинники, що впливають на точність поверхневої фотометрії	118
3.3.1. Фон нічного неба	118
3.3.2. Спотворення зображення	119
3.3.3. Нуль-пункт шкали зоряних величин	120
3.4. Стандартні пакети програм	121
3.5. Подання результатів поверхневої фотометрії	122
3.5.1. Одновимірні профілі поверхневої яскравості	122
3.5.2. Форми ізотот галактик	124
3.6. Стандартні фотометричні параметри	125
3.7. Зменшення яскравості в еліптичних та S0-галактиках	128
3.8. Зменшення яскравості у спіральних галактиках	131
3.9. Профіль Серсика	133
3.10. Інші закони	135
3.11. Центральні області галактик	136

3.12. Закон Фрімана та галактики низької поверхневої яскравості ...	138
3.13. Релятивістський закон Толмена	140
3.14. Поверхнева яскравість та розподіл густини джерел	141
3.15. Поправки до зоряних величин	142
3.15.1. Поправки на поглинання	143
3.15.2. Еволюційна та <i>K</i> -поправки	145
Р О З Д І Л 4. ЦИФРОВІ ОГЛЯДИ НЕБА ТА АВТОМАТИЗОВАНІ СИСТЕМИ КЛАСИФІКАЦІЇ	
4.1. З історії створення каталогів галактик	148
4.2. Загальні характеристики оглядів та глибоких полів	150
4.3. Необхідність автоматизованої класифікації галактик	152
4.4. Оцифрування фотографічних оглядів неба	154
4.5. Цифрові огляди неба	158
4.6. Пошук ключових класифікаційних параметрів	163
4.7. Автоматизована морфологічна класифікація на базі ANN-алгоритму	165
4.8. Об'єктивні класифікації	172
Р О З Д І Л 5. ВИЗНАЧЕННЯ ВІДСТАНЕЙ ДО ГАЛАКТИК	
5.1. Індикатори відстаней	186
5.2. Типи відстаней	188
5.3. Відстань за червоним зміщенням та закон Габбла	191
5.4. Відстані за цефеїдами	195
5.4.1. Історичні відомості	195
5.4.2. Цефеїди — пульсуючі зорі	200
5.4.3. Сучасні залежності період—колір—світність	202
5.4.4. Залежність від металічності	204
5.4.5. Ключовий проект на космічному телескопі Габбла	205
5.4.6. Залежності період—світність для зір типу RR Ліри	206
5.5. Нові зорі як індикатор відстаней	207
5.6. Найяскравіші зорі	210
5.7. Кулясті скупчення	213
5.8. Функція світності планетарних туманностей	214
5.9. Лінійні розміри структур у галактиках	216
5.9.1. Діаметри галактик	216
5.9.2. Області H II іонізованого водню	217
5.9.3. Кільцеві структури та молекулярні кільця	217
5.10. Абсолютні зоряні величини та класи світності	218
5.11. Наднові зорі	219
5.11.1. Класифікація наднових	219
5.11.2. Наднові типу Ia	222



5.11.3. Наднові Ia та революція у космології	225
5.11.4. Наднові типу II	227
5.12. Флуктуації поверхневої яскравості	227
5.13. Метод Таллі—Фішера	229
5.13.1. Варіанти залежність Таллі—Фішера	229
5.13.2. Теоретична залежність Таллі—Фішера	235
5.14. Методи Фабер—Джексона, фундаментальної площини та $D_n - \sigma$	238
5.15. Інші індикатори відстаней	241
Р О З Д І Л 6. ОБЕРТАННЯ І РОЗМІРИ ГАЛАКТИК	242
6.1. З історії відкриття обертання галактик	242
6.2. Визначення швидкості обертання	243
6.3. Визначення кута нахилу	247
6.4. Лінійні розміри галактик	247
6.5. Екстремальні відношення осей спіральних галактик	252
6.6. Напрямок обертання спіральних галактик	254
6.7. Криві обертання спіральних та неправильних галактик	257
6.8. Діаграми положення—швидкість та криві обертання	260
6.9. Криві обертання та проблема темної матерії	264
6.10. Моделі галактик за кривими обертання	266
6.11. Універсальні криві обертання	267
6.12. «Матеріальний» та «хвильовий» погляди на походження спі- ралей	269
6.13. Форма спіральних рукавів	273
Р О З Д І Л 7. СВІТНІСТЬ ГАЛАКТИК	275
7.1. До поняття світності	275
7.2. Класи світності галактик	277
7.3. Поправки до значень видимих зоряних величин	278
7.4. Функція світності та функція густини галактик	283
7.5. Деякі приклади використання функції світності	285
7.6. З історії дослідження функції світності	286
7.7. Апроксимація Шехтера функції світності	290
7.8. Залежність функції світності галактики від її оточення	291
7.9. Прозорість дискових галактик	294
Р О З Д І Л 8. МАСИ ГАЛАКТИК	299
8.1. З історії визначення мас галактик	299
8.2. Теорема про віріал	300
8.3. Визначення маси за профілем поверхневої яскравості	302
8.4. Зорі на кеплерівських орбітах (спіральні галактики)	303

ЗМІСТ

8.5. Визначення маси за кривою обертання	304
8.6. Визначення маси дискових галактик за залежністю Таллі— Фішера.	305
8.7. Маса галактик за рентгенівським газом	307
8.8. Визначення маси подвійних галактик	308
8.9. Визначення маси галактики за динамікою супутників	309
8.10. Метод «аргументу синхронізації» визначення маси Місцевої групи	311
8.11. Про можливу граничну малу масу галактик	315
8.12. Відношення маса—світність галактик	316
8.12.1. Загальні відомості	316
8.12.2. Відношення маса—світність для спіральних галактик	318
8.12.3. Відношення маса—світність для еліптичних галактик та фун- даментальна площа	320
8.12.4. Загальні тенденції	321
СПИСОК РЕКОМЕНДОВАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ	323
ІМЕННИЙ ПОКАЖЧИК	327
ПРЕДМЕТНИЙ ПОКАЖЧИК	333

НАВЧАЛЬНЕ ВИДАННЯ

НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ
ГОЛОВНА АСТРОНОМІЧНА ОБСЕРВАТОРІЯ
МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
АСТРОНОМІЧНА ОБСЕРВАТОРІЯ
КИЇВСЬКОГО НАЦІОНАЛЬНОГО
УНІВЕРСИТЕТУ імені ТАРАСА ШЕВЧЕНКА

КУДРЯ Юрій Миколайович
ВАВИЛОВА Ірина Борисівна

ПОЗАГАЛАКТИЧНА АСТРОНОМІЯ

КНИГА 1

ГАЛАКТИКИ: основні фізичні властивості

Навчальний посібник

Київ, Науково-виробниче підприємство
«Видавництво “Наукова думка” НАН України»,
2016

Художній редактор І.Р. СІЛЬМАН
Технічний редактор Т.С. БЕРЕЗЯК
Коректор Н.А. ДЕРЕВ'ЯНКО
Оператор В.Г. КАМЕНЬКОВИЧ
Комп'ютерна верстка Т.О. ЦЕНЦЕУС

На обкладинці використано фото з веб-сайта
Європейської південної обсерваторії
Credit: ESO/Jose Francisco Salgado (*josefrancisco.org*)

Підп. до друку 26.09.2016. Формат 60×90/16. Папір офс. № 1.
Гарн. Таймс. Друк офс. Ум. друк. арк. 21,5.
Ум. фарбо-відб. 22,0. Обл.-вид. арк. 20,0.
Тираж 300 прим. Зам. № 16—603

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

ПАТ фірма “Віпол”
03151 Київ 151, вул. Волинська, 60
Свідоцтво про внесення до Державного реєстру
серія ДК № 4404 від 31.08.2012 р.