

САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

В.П. Решетников

ПОВЕРХНОСТНАЯ ФОТОМЕТРИЯ ГАЛАКТИК

Учебное пособие

САНКТ-ПЕТЕРБУРГ
2002

ББК 22.67

P47

Рецензенты: д-р физ.-мат. наук, проф. В.А. Гаген-Торн
(С.-Петерб. гос. ун-т),
д-р физ.-мат. наук О.К. Сильченко
(Моск. гос. ун-т)

*Печатается по постановлению
Редакционно-издательского совета
С.-Петербургского государственного университета*

Решетников В.П.

P47 Поверхностная фотометрия галактик: Учеб. пособие. – СПб.: СПбГУ, 2002. – 152 с.
ISBN 5-87403-029-8

Учебное пособие посвящено одному из наиболее распространенных и информативных методов исследования галактик – поверхностной фотометрии. В области поверхностной фотометрии существуют свои специфическая терминология и обозначения, используются многочисленные стандартные модели и эмпирические закономерности. Целью данного пособия является систематизация обширного материала, разбросанного по множеству оригинальных статей, и представление его в удобном для учебной и научной работы виде.

Пособие предназначено для студентов, аспирантов и научных сотрудников, специализирующихся во внегалактической астрономии.

ББК 22.67

ISBN 5-87403-029-8

© В.П.Решетников, 2002

© С.-Петербургский
гос. университет, 2002

Содержание

1	Введение	5
1.1	Определения и стандартные обозначения	5
1.2	Ранняя история поверхностной фотометрии	6
2	Методика поверхностной фотометрии	9
2.1	Основные этапы поверхностной фотометрии	9
2.2	Проблемы и точность	10
2.2.1	Фон неба	11
2.2.2	PSF	15
2.2.3	Нуль-пункт шкалы звездных величин	18
2.3	Стандартные пакеты программ	20
3	Представление результатов поверхностной фотометрии	23
3.1	Графические способы	24
3.2	Фотометрические параметры	32
4	Стандартные модели галактик ранних типов	36
4.1	Закон Вокулера	37
4.1.1	Общие сведения	37
4.1.2	Распределение плотности и кривая вращения	41
4.2	Формула Серсика	42
4.3	Другие законы	45
4.4	Центральные области галактик	50
5	Стандартные модели дисковых галактик	53
5.1	Радиальное распределение поверхностной яркости	54
5.2	Вертикальная структура дисков	58
5.3	Трехмерные диски	60
6	Многокомпонентные галактики	62
6.1	Разделение вкладов компонентов	63
6.2	Фотометрические параметры	69

7	Влияние пыли на фотометрическую	
	структуру галактик	73
7.1	Модели распределения пыли	74
7.2	Внутреннее поглощение в галактиках разных типов .	82
7.2.1	Спиральные галактики	83
7.2.2	E/S0 галактики	89
8	Некоторые результаты	
	фотометрического изучения галактик	90
8.1	Спиральные галактики	90
8.2	Эллиптические галактики	107
8.3	Млечный Путь	112
9	Галактики на больших красных	
	смещениях	116
9.1	Полезные формулы	117
9.2	Проблемы исследования далеких галактик	119
9.3	Результаты изучения далеких объектов	128
10	Заключение	136
11	Приложение	137
12	Литература	140

1 Введение

Поверхностная фотометрия — это из наиболее распространенных и информативных методов исследования галактик. Фотометрический анализ позволяет получить информацию о распределении массы в галактиках, об их глобальной структуре и геометрических параметрах. Многоцветная фотометрия позволяет сделать заключения о звездном населении галактик, об их пространственной ориентации, о наличии и характеристиках пылевой составляющей и т. д.

Детальная библиография поверхностной фотометрии в середине восьмидесятых годов прошлого века уже включала примерно 400 статей, в которых было изучено более 1000 разных галактик [1, 2]. В настоящее время фотометрия выполнена для многих тысяч близких и далеких ($z \geq 1$) объектов.

Поверхностная фотометрия и интерпретация ее результатов прямо или косвенно затрагивают очень широкий круг вопросов физики галактик. Охватить их все было невозможно, и поэтому они часто лишь упоминаются или не затрагиваются вовсе. В последних разделах пособия суммированы некоторые результаты фотометрического изучения галактик разных типов. При этом основное внимание уделено крупномасштабным характеристикам галактик и различным соотношениям между ними.

1.1 Определения и стандартные обозначения

Целью поверхностной фотометрии является измерение распределения яркости по поверхности протяженного объекта (галактики, туманности, НП области и т. д.). Если изучается только распределение яркости без привязки к каким-либо абсолютным стандартам, то это называется относительной фотометрией. Задача абсолютной поверхностной фотометрии — найти яркость, выраженную в некоторой абсолютной системе единиц.

Яркость объекта в данном направлении определяется как энергия, излучаемая в единицу времени внутри единичного телесного угла элементом поверхности, проекция которого на перпендикулярную выбранному направлению плоскость имеет единичную площадь. Для протяженных объектов определяемую таким образом яркость часто называют *поверхностной яркостью*. Будем обо-

значать ее в дальнейшем буквой I . При исследовании конкретных галактик систему отсчета удобно выбирать так, чтобы ядро галактики совпадало с началом отсчета. Тогда распределение поверхностной яркости галактики является функцией двух переменных $I(r, \phi)$, где r – расстояние от центра галактики, а угол ϕ отсчитывается от какого-либо фиксированного направления (например, от направления большой оси галактики), или $I(x, y)$, где x и y – прямоугольные координаты.

Во внегалактической астрономии поверхностная яркость обычно измеряется видимой звездной величиной поверхности площадью в 1 квадратную секунду дуги (кв. сек. дуги). Яркость, выраженная в таких единицах, как правило, обозначается греческой буквой μ . Согласно определению шкалы звездных величин, связь μ и I дается просто как $\mu = -2.5 \lg I + \text{const}$.

Поверхностную яркость в астрономии также часто измеряют в светимостях Солнца ($L_{\odot}$) с площади в 1 квадратный парсек (пк²). Выражаемая таким образом яркость связана с μ следующим соотношением:

$$I(L_{\odot}/\text{пк}^2) = (206265)^2 \cdot 10^{0.4(M_{\odot} - \mu - 5)} = 4.255 \cdot 10^8 \cdot 10^{0.4(M_{\odot} - \mu)}, \quad (1)$$

где $M_{\odot}$ – абсолютная звездная величина Солнца в соответствующей цветовой полосе. В фильтре B ($M_{\odot}^B = +5.48$) это соотношение можно переписать так: $\mu(B) = 27.05 - 2.5 \lg I(B)$. Характерное значение поверхностной яркости, до которого без специальных ухищрений прослеживаются галактики, в цветовой полосе B составляет $\mu(B) \sim 27^m$ /кв. сек. дуги или $\sim 1 L_{\odot}^B/\text{пк}^2$. (В дальнейшем всегда будет предполагаться, что поверхностная яркость, обозначаемая буквой μ , выражена в звездных величинах с кв. сек. дуги.)

В стационарном плоском пространстве поверхностная яркость не зависит от расстояния до галактики. В расширяющейся Вселенной $I \propto (1 + z)^{-4}$, где z – красное смещение объекта (см. п. 9.2).

1.2 Ранняя история поверхностной фотометрии

Поверхностная фотометрия является одной из старейших методик в современной астрономии. Например, первая попытка описания распределения видимого излучения по галактике М 31 относится

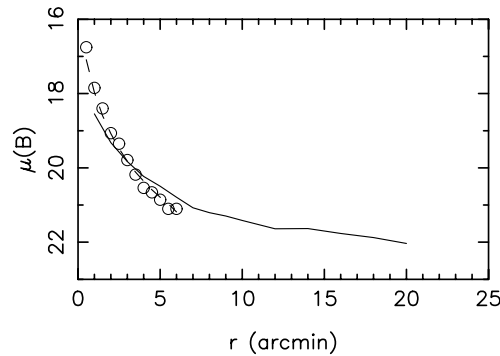


Рис. 1: Усредненное распределение поверхностной яркости в цветовой полосе B вдоль большой оси М 31 согласно [5] – непрерывная линия. Кружками показаны измерения Рейнольдса [4], произвольно смещенные вдоль вертикальной оси. Штриховая линия – аппроксимация данных формулой Рейнольдса.

к середине XIX века – задолго до установления истинной природы этого объекта [3].

Первое успешное исследование распределения поверхностной яркости было выполнено методом фотографической фотометрии Рейнольдсом в 1912–1913 годах для М 31 [4]. На рис. 1 мы сравниваем результаты измерений Рейнольдса с современными данными о распределении яркости в центральной области М 31 [5]. Для измерений, разнесенных по времени на 74 года, согласие следует признать очень хорошим. Рейнольдс также нашел, что распределение яркости в пределах $6'$ от ядра туманности Андромеды может быть описано законом $I(r) = \text{const}/(r+1)^2$ (штриховая линия на рис. 1). Эта формула была позднее использована Хабблом [6] в обобщенном виде для представления фотометрических профилей 15 эллиптических галактик:

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

где I_0 – центральная поверхностная яркость, а r_0 – константа.

Закон распределения поверхностной яркости (2) часто называют законом (или формулой) Хаббла или Рейнольдса–Хаббла. Этот

закон удовлетворительно описывает распределение поверхностной яркости у эллиптических галактик при $0.3 \leq r/r_0 \leq 30$. Хабблу, по-видимому, принадлежит также первая попытка физической интерпретации распределения яркости в галактиках. В своей работе [6] он сравнил профили яркостей эллиптических галактик с усеченным изотермическим распределением и пришел к выводу, что эллиптические галактики могут являться равновесными самогравитирующими системами.

В 1936–1938 годах Редман и Ширли [7, 8] впервые обсудили источники систематических и случайных ошибок в фотографической поверхностной фотометрии. В частности, они обратили внимание на влияние PSF (point spread function – п. 2.2.2) на распределение яркости в центральных областях галактик. К середине тридцатых годов относятся и первые фотоэлектрические наблюдения ближайших галактик, выполненные Стеббинсом и Уитфордом (например, [9]).

Среди других пионеров поверхностной фотометрии можно упомянуть Сейферта [10] (первое количественное изучение распределения цвета в дисках спиральных галактик), Оорта [11] (совместный фотометрический и динамический анализ NGC 3115 и NGC 4494) и, наконец, Паттерсон [12], которая открыла экспоненциальное распределение поверхностной яркости в диске М 33.

Основателем же современной поверхностной фотометрии галактик можно считать Вокулера, которому принадлежат основополагающие методические работы и первое систематическое исследование фотометрических характеристик галактик разных типов (см., например, [13]). Именем Вокулера названа одна из самых знаменитых формул во внегалактической астрономии – так называемый *закон Вокулера*, описывающий распределение поверхностной яркости у эллиптических галактик (см. далее п. 4.1).

В России работы в области абсолютной фотометрии галактик начались еще в двадцатых годах прошлого века. В 1929 году появилась работа А.В. Маркова, в которой изучались средние поверхностные яркости ряда галактик [14]. К пионерам отечественной (включая астрономов из бывшего СССР) фотометрии и колориметрии галактик можно также отнести М.П. Леонтовского, М.А. Вашакидзе, В.Г. Фесенкова, Н.Н. Сытинскую, Д.Е. Щеголева, Б.Е. Маркаряна и других.

2 Методика поверхностной фотометрии

2.1 Основные этапы поверхностной фотометрии

Ниже суммированы основные этапы поверхностной фотометрии протяженных объектов. Первые два этапа относятся к фотографической фотометрии, а остальные – как к фотографической, так и к ПЗС-фотометрии (т.е. с использованием приборов с зарядовой связью – ПЗС-матриц).

1. Запись фотографических пластинок на микроденситометре. Результатом этого этапа является записанный на носителе информации (магнитную ленту, диск и т.д.) двумерный числовой массив $D(x, y)$, каждым элементом которого является значение плотности почернения в данной точке. Одновременно записывается калибровка (ступенчатый ослабитель, марки трубчатого фотометра и т.д.).

2. Построение для каждой пластинки характеристической кривой и преобразование массива плотностей в массив относительных интенсивностей (или правильнее – относительных яркостей): $D(x, y) \rightarrow I(x, y)$.

3. Определение распределения яркости фона неба на изображении и его вычитание. Для надежной количественной фотометрии требуется знание локального фона в каждой точке с очень большой точностью (как правило, $\leq 1\%$). Однако непосредственно измерить яркость фона в занятой объектом области невозможно. Поэтому все методы учета фона неба сводятся к экстраполяции в область объекта функции двух переменных, определяемой по участку изображения, прилегающему к объекту (см. далее п. 2.2).

4. Суммирование изображений, полученных в одной цветовой полосе. Для выполнения этого этапа необходимо точно учесть возможный сдвиг и разворот отдельных кадров по отношению друг к другу. Кроме того, кадры должны быть приведены к одному “качеству изображения”. Это означает, в частности, что размеры изображений звезд (их обычно характеризуют полной шириной

на половине максимума интенсивности – FWHM) должны быть одинаковыми для всех суммируемых снимков.

5. Стандартизация – определение нуль-пункта шкалы относительных яркостей. Наиболее распространенные способы стандартизации: привязка к стандартным звездам и к фотоэлектрическим маркам объекта.

6. Представление результатов поверхностной фотометрии в удобном для интерпретации виде, определение стандартных фотометрических параметров.

7. Моделирование распределения яркости, детальная интерпретация результатов фотометрии.

Мы не перечислили здесь ряд технических шагов (удаление дефектных элементов на изображениях, учет "смещения" (bias), коррекция за "плоское поле" (flat field correction), поправка за время срабатывания затвора (shutter correction) и т. д.), реализация которых, как правило, описана в руководствах по наблюдениям на конкретных телескопах с использованием конкретных ПЗС-матриц.

Основные этапы поверхностной фотометрии неоднократно детально рассматривались в литературе (см., например, книгу Сытинской [15], обзоры Вокулера [16], Окамуры [17] Капаччиоли и Каона [18], работы [19, 20, 21, 22, 23, 24] и ссылки там же). Хорошие введения в фотометрию галактик содержатся в книгах Михаласа, Бинни [25] и Бинни, Меррифилда [26]. На русском языке ряд вопросов, относящихся к поверхностной фотометрии, изложен в книгах Эйгенсона [27], Воронцова-Вельяминова [28], Горбацкого [29] и Засова [30].

2.2 Проблемы и точность

На точность поверхностной фотометрии влияет множество факторов. Одни из них приводят к смещению нуль-пункта шкалы звездных величин, другие перераспределяют энергию в фокальной плоскости телескопа и, следовательно, изменяют распределение поверхностной яркости, третьи просто вносят случайные ошибки. Далее

мы рассмотрим только три наиболее существенных из них. Подробное обсуждение различных источников ошибок в фотометрии галактик можно найти, например, в статьях [19, 20, 23, 31, 32].

2.2.1 Фон неба

Наиболее серьезной проблемой в фотометрии протяженных объектов является то, что галактики наблюдаются на фоне ночного неба, излучение которого дает заметный вклад в распределение яркости изучаемых объектов (особенно в их слабых периферийных областях) [20]. Фон неба влияет также на обнаружение галактик, на точность измерения их звездных величин и показателей цвета.

Основной вклад в яркость безлунного ночного неба дают следующие составляющие:

- свечение атмосферы, обусловленное фотохимическими процессами в ее верхних слоях;
- зодиакальный свет – рассеянное на межпланетной пыли излучение Солнца;
- излучение слабых и неразрешенных звезд нашей Галактики;
- диффузное излучение от далеких, слабых галактик.

Другие факторы, влияние которых на яркость фона неба заметно меньше, – это вариации межзвездного поглощения в Галактике; слабые отражательные и эмиссионные туманности Галактики; протяженные ореолы от ярких звезд, расположенных вблизи наблюдаемых объектов (импульсные отклики (PSF – см. п. 2.2.2) таких звезд могут проследиваться до $\sim 1''.5$).

Относительный вклад этих составляющих в общую яркость неба варьируется в зависимости от положения наблюдателя на Земле. Он зависит также от галактических и эклиптических координат наблюдаемого объекта. Согласно [33] основной вклад в наблюдаемый фон неба (при наблюдениях в зените, без Луны, вдали от плоскостей эклиптики и Млечного Пути, а также в минимуме солнечной активности) вносят свечение атмосферы ($\sim 2/3$) и зодиакальный свет ($\sim 1/3$). Свечение атмосферы изменяется на масштабах времени 2–3 минуты и приводит к вариациям среднего уровня фона неба в пределах $\sim 2\%$ [20]. Кроме того, свечение атмосферы зависит от фазы цикла солнечной активности (эти вариации могут достигать фактора 4–5 [34]).

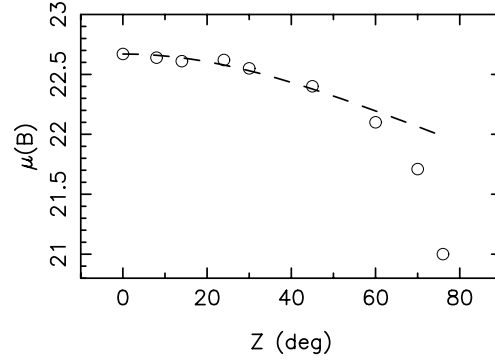


Рис. 2: Зависимость яркости фона ночного неба от зенитного расстояния. Кружки – данные Неизвестного для САО РАН в фильтре B [35], линия – аппроксимация формулой $I(Z=0) = I(Z)/(1 + Z^2/2)$.

В безлунные ясные ночи поверхностная яркость фона неба в зените в местах с хорошим астроклиматом в цветовой полосе B составляет $\mu_{sky}(B)=22.5-23.0$ [33, 34, 35]. С удалением от зенита яркость фона увеличивается. Этот рост может быть описан следующей приближенной формулой [36]: $I(Z=0) = I(Z)/(1 + Z^2/2)$, где $I(Z=0)$ и $I(Z)$ – это поверхностные яркости фона неба в зените и в точке наблюдений, а Z – соответствующее зенитное расстояние в радианах (рис. 2). При больших зенитных расстояниях ($Z \geq 60^\circ$) лучше использовать более точную аппроксимацию (например, приведенную в [37]). Фон неба является относительно “красным” – его показатели цвета близки к цветам эллиптических галактик $((B - V)_{sky} \approx +0.9$ [33, 34, 35]).

Поверхностная яркость фона неба при наблюдениях на панорамном приемнике (ПЗС-матрице, фотопластинке) является функцией координат элемента изображения (пиксела) $I_{sky}(x, y)$. Тогда для нахождения поверхностной яркости галактики в какой-либо точке необходимо из наблюдаемого (галактика + фон) значения яркости вычесть значение фона: $I_{gal}(x, y) = I_{gal+sky}(x, y) - I_{sky}(x, y)$. Ключевым этапом при этом является определение поверхностной яркости фона в области, занимаемой галактикой. Как правило, для этого осуществляется двумерная интерполяция фона, найденного

в области кадра вне исследуемой галактики, в область, занимаемую объектом. При этом точность интерполяции зависит от соотношения между площадью, по которой находилось приближение фона, и площадью, занимаемой галактикой: чем больше отношение этих площадей, тем точнее можно оценить фон под галактикой. На практике, однако, выбор свободной от галактики части кадра часто затруднен из-за небольшого размера самого кадра, перекрытия изображений галактик во взаимодействующих системах, группах и скоплениях и из-за возможного наличия у галактик слабых внешних оболочек.

Интерполяция фона в область объекта предполагает, что фон распределен регулярным, предсказуемым образом, и, следовательно, его случайные флуктуации не могут быть учтены. В центральных областях галактик, где $I_{gal}(x, y) \gg I_{sky}(x, y)$, вклад этих случайных отклонений поверхностной яркости пренебрежимо мал. Например, для $I_{gal}(x, y) = 10 I_{sky}(x, y)$ и $\mu_{sky}(B) = 22.3$ относительной ошибке фона в области объекта $\delta_{sky} = 1\%$ соответствует ошибка в звездных величинах $0.^m001$. Однако на периферии галактик, где $I_{gal}(x, y) \ll I_{sky}(x, y)$, вклад ошибок оценки фона может стать доминирующим. Например, при $I_{gal}(x, y) = 0.1 I_{sky}(x, y)$ и $\mu_{sky}(B) = 22.3$ относительная погрешность фона $\delta_{sky} = 1\%$ приводит к ошибке $0.^m1$. Если же $I_{gal}(x, y) = 0.01 I_{sky}(x, y)$, то ошибка превышает 1^m . (Приведенные выше числовые примеры взяты из статьи [20].)

На рис. 3 по аналогии с тем, как это было сделано в [20, 26], мы иллюстрируем влияние неточного учета фона неба на распределение поверхностной яркости у двух модельных галактик – эллиптической, задаваемой законом Вокулера (п. 4.1), и спиральной, распределение поверхностной яркости у которой описывается экспоненциальным законом (п. 5.1). Модель эллиптической галактики взята с эффективной поверхностной яркостью¹ $\mu_e(B) = 22.2$ (как у стандартной эллиптической галактики NGC 3379 согласно [38]), для спиральной галактики значение центральной поверхност-

¹Эффективная поверхностная яркость μ_e – это поверхностная яркость изофоты, внутри которой излучается половина полной светимости галактики, эффективный радиус r_e – это большая полуось данной изофоты (см. далее пп. 3.2 и 4).

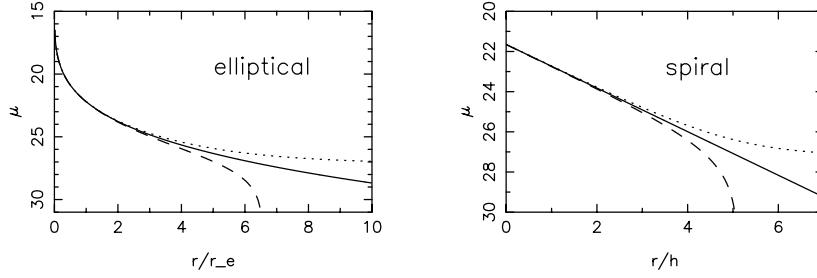


Рис. 3: Влияние неточного учета фона неба на распределение поверхностной яркости у эллиптической и спиральной галактик. Непрерывными линиями показаны исходные, неискаженные распределения. Штриховые линии показывают результат переоценки фона на 1%, пунктирные линии иллюстрируют последствия недооценки фона на 1%.

ной яркости диска принято равным $\mu_0(B) = 21.65$ [39]. Значение яркости фона неба для показанных на рис. 2 примеров составляет $\mu_{sky}(B) = 22.2$. Оси абсцисс на рис. 2 размечены в безразмерных единицах: в долях эффективного радиуса r_e для эллиптической галактики и в долях экспоненциального масштаба диска h для спиральной галактики.

Как видно на рис. 3, неточный учет фона неба при фотометрии может привести к сильному искажению периферийных областей галактик: можно легко получить усеченные распределения яркости (штриховые линии), а можно, наоборот, “открыть” протяженные оболочки (пунктирные линии).

Капаччиоли и Вокулер [20] заключили, что статистические флуктуации фона неба ограничивают область относительно точной наземной поверхностной фотометрии галактик уровнем яркости $\mu(B) \sim 28$ (или $\sim 0.4 L_{\odot}^B/\text{пк}^2$). Этот предел не может быть сильно понижен и при наблюдениях из космоса, так как при этом исключается только первая из перечисленных ранее составляющих фона (свечение верхних слоев атмосферы).

В наиболее тщательных наземных фотометрических исследованиях галактики действительно прослеживаются до $\mu(B) \sim 28 \div 29$ (например, см. [38]). В работе [32] для фотометрии спиральной галактики NGC 5907 были использованы среднеполосные фильтры,

выбранные так, чтобы в них не попали наиболее интенсивные и переменные линии излучения ночного неба (центральные длины волн фильтров равны 6660 и 8020 Å, ширины – 480 и 260 Å соответственно). Это позволило авторам учесть вклад фона с точностью $\sim 0.05\%$ и проследить распределение яркости у галактики вплоть до $\mu(R) = 28.7$ (или до $\mu(B) \sim 30$) с ошибкой $\pm 1^m$. Наблюдения на космическом телескопе (КТ) имени Хаббла с помощью WFPC2 за несколько часов экспозиции также позволяют изучить галактики примерно до такого же предела [40].

2.2.2 PSF

Наблюдаемое в фокальной плоскости телескопа изображение объекта искажено совместным влиянием атмосферы и оптической системы. Нестабильность оптических свойств атмосферы приводит к тому, что изображение точечного источника (например, звезды) является неустойчивым турбулентным диском. Кроме того, подобное же “размытие” изображения производится и телескопической системой, поскольку она всегда обладает остаточными сферическими aberrациями, вызванными ошибками в изготовлении оптики и температурными деформациями зеркал. Неточности гидирования и дефокусировка также ухудшают изображения.

Предположив, что все эти искажения являются линейными и пространственно инвариантными, связь наблюдаемого (I_{obs}) и истинного (I_0) изображений объекта можно представить следующим образом: $I_{obs}(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} s(x - x', y - y') I_0(x', y') dx' dy'$, где функция $s(x, y)$ называется импульсной характеристикой искажающей системы (в нашем случае такой системой является атмосфера+телескоп) или передаточной функцией. В англоязычной литературе для названия $s(x, y)$ часто используется аббревиатура PSF (point spread function – функция рассеяния точки). В качестве экспериментальной реализации PSF в астрономии обычно используют профили звездных изображений. Как правило, в качестве аналитической аппроксимации PSF рассматривают гауссиану и ее различные модификации (например, гауссиана с экспоненциальными крыльями, суперпозиция нескольких гауссиан). В пакете программ IRAF (см. далее п. 2.3) в качестве “стандартной” PSF применяется функция Моффата (Moffat function) [41]: $s(x) \propto (1 + (x/A)^2)^{-\beta}$, где

параметр A характеризует ширину PSF, а β – константа (обычно используются значения β равные 2.5, 3).

“Размытие” изображения может существенно повлиять на распределение поверхностной яркости в центральных областях галактик. Особенно сильно оно сказывается на далеких объектах, размеры которых сравнимы с шириной PSF. К примеру, наземные и космические исследования подстилающих галактик квазаров, изучение Фундаментальной Плоскости для галактик ранних типов (см. п. 8.2) – эти работы невозможны без тщательного учета влияния PSF на фотометрические характеристики объектов (например, [42, 43]).

Влияние PSF (или “качества изображения”) искажает измерения видимых звездных величин (m) и поверхностных яркостей вблизи от ядра галактики, приводит к увеличению эффективного радиуса r_e , а также к уменьшению видимой эллиптичности изофот ($\epsilon = (a - b)/a$, где a и b – это большая и малая полуоси аппроксимирующего данную изофоту эллипса). Для описания этого эффекта было предложено несколько аналитических выражений. Например, Паре [42] были предложены следующие формулы для коррекции наблюдений эллиптических галактик (а также описываемых законом Вокулера балджей спиральных галактик):

$$\begin{aligned} \mu_{obs}(a) - \mu(a) = & (-2.14 + 6.80\epsilon) \left(\frac{a\sqrt{1-\epsilon}}{F} \right)^{-2} \left(\frac{r_e}{F} \right)^{-1/2} + \\ & + (0.72 - 4.51\epsilon) \left(\frac{a\sqrt{1-\epsilon}}{F} \right)^{-3} \left(\frac{r_e}{F} \right)^{-1/2}, \end{aligned} \quad (3)$$

$$\epsilon_{obs}(a) - \epsilon(a) = -1.069\epsilon(1 - \epsilon) \left(\frac{a\sqrt{1-\epsilon}}{F} \right)^{-2}, \quad (4)$$

$$m_{obs}(r) - m(r) = 0.334(1 + 3.15\epsilon^3) \left(\frac{r}{F} \right)^2 \left(\frac{r_e}{F} \right)^{-0.063}, \quad (5)$$

где r – радиус круглой диафрагмы, с которой выполняются измерения, а F – FWHM (полная ширина на половине максимума интенсивности) импульсной характеристики (PSF). Область применения для формулы (3): $2F \leq a \leq 5r_e$, $0 \leq \epsilon \leq 0.7$; для (4): $F \leq a \leq 5r_e$

Таблица 1:
Влияние PSF на распределение яркости (формула (3))

a/F	$\mu_{obs} - \mu$		
	$r_e/F = 1$	$r_e/F = 5$	$r_e/F = 30$
2	-0.445	-0.199	-0.081
3	-0.211	-0.094	-0.039
4	-0.123	-0.055	-0.022
5	-0.080	-0.036	-0.015
10	-0.021	-0.009	-0.004

Таблица 2:
Влияние PSF на эллиптичность изофот (формула (4))

a/F	$\epsilon_{obs} - \epsilon$		
	$\epsilon = 0.2$	$\epsilon = 0.4$	$\epsilon = 0.7$
1.1	-0.177	-0.353	-0.618
2	-0.053	-0.107	-0.187
3	-0.024	-0.048	-0.083
4	-0.013	-0.027	-0.047
5	-0.009	-0.017	-0.030

и $F \leq a \leq 3F$; для (5): $F \leq r \leq 3r_e$, $0 \leq \epsilon \leq 0.7$. Величины поправок, вычисленные по формулам Паре, находятся в согласии с коррекциями, предложенными другими авторами (см. [44, 45, 46]).

В табл. 1–3 приведены результаты расчетов по формулам (3)–(5). Очевидно, что когда рассматривается центральная область галактики, сравнимая с шириной PSF, “качество изображения” очень сильно влияет на ее наблюдаемые характеристики. Например, если стандартная эллиптическая галактика NGC 3379 будет находиться на умеренном красном смещении $z = 0.5$, то при значениях параметра замедления $q_0 = 0.5$ и постоянной Хаббла $H_0 = 65$ км/с/Мпк ее эффективному радиусу $r_e = 2.7$ кпк [38] будет соот-

Таблица 3:
Влияние PSF на оценки звездных величин в пределах
круглых диафрагм (формула (5) при $\epsilon = 0.0$)

a/F	$m_{obs} - m$		
	$r_e/F = 1$	$r_e/F = 5$	$r_e/F = 30$
1	0.334	0.302	0.270
2	0.083	0.075	0.067
3	0.037	0.034	0.030
4	0.021	0.019	0.017
5	0.013	0.012	0.011

ветствовать угловой размер $0.''5$. Предположим, что мы наблюдаем эту галактику в месте с очень хорошим “качеством изображения” $F = \text{FWHM}_{\text{PSF}} = 0.''5$. Тогда, при измерении с круглой диафрагмой диаметром $1.''0$, мы недооценим ее видимую звездную величину на $0.^m33$. Значение поверхностной яркости на расстоянии $1.''0$ (или 5.5 кпк) от ядра галактики будет занижено на $0.^m45$. В пределах $0.''5$ от ядра изофоты галактики будут круглыми.

В [47] приведено общее аналитическое исследование задачи об исправлении характеристик распределения яркости, описываемого формулой Серсика (см. далее п. 4.2), за влияние PSF, представленной гауссианой. Решение задачи представлено в виде разложений по гипергеометрическим функциям. Оказалось, что атмосферное размытие в наибольшей степени влияет на параметр n (формула (25)), характеризующий форму распределения яркости. В другой работе тех же авторов [48] приведено решение задачи для PSF, описываемой функцией Моффата.

2.2.3 Нуль-пункт шкалы звездных величин

Нуль-пункт шкалы звездных величин обычно устанавливается по наблюдениям фотометрических стандартов – звезд с хорошо известными видимыми звездными величинами (с ошибкой $\leq 0.^m01$), например, из списка Ландольта [49]. Звезды наблюдаются несколько раз в течение данной ночи, и по их наблюдениям строятся

соотношения между инструментальными звездными величинами и величинами в стандартной системе [50]. Если инструментальная и стандартная (например, UBV -система Джонсона и Моргана) системы близки, то связь между ними может быть представлена в виде линейных уравнений:

$$\begin{aligned} V &= v + c_1(b - v) + c_v, \\ B - V &= c_2(b - v) + c_{bv}, \\ U - B &= c_3(u - b) + c_{ub}, \end{aligned}$$

где u , b и v – внеатмосферные величины звезд в инструментальной системе, а U , B , V – соответствующие им величины в стандартной. В идеальном случае, т.е. тогда, когда системы совпадают, $c_1 = 0$ и $c_2 = c_3 = 1$. Внеатмосферная инструментальная звездная величина (например, v) обычно записывается так:

$$v = -2.5 \lg \frac{I_v}{t_{exp}} - kX,$$

где I_v – суммарная относительная яркость звезды, t_{exp} – продолжительность экспозиции, k – коэффициент атмосферной экстинкции (поглощения) в данной цветовой полосе и X – воздушная масса. Для не очень больших значений зенитного расстояния Z ($Z \leq 60^\circ$) можно считать, что $X = \sec Z$. На практике при обработке наблюдений часто используют средние значения коэффициентов поглощения k , которые, как правило, уже известны для многих обсерваторий по результатам выполненных ранее наблюдений. Процедура точного определения коэффициентов экстинкции подробно описана в статье Харди [50].

При выборе звезд-стандартов желательно, чтобы диапазон изменения их показателей цвета соответствовал или перекрывал диапазон изменения показателей цвета наблюдающихся в течение данной ночи галактик. При тщательных наблюдениях и измерениях точность нуля-пункта шкалы звездных величин по наблюдениям стандартов может быть не хуже $\pm 0.^m01$.

Другой распространенный способ стандартизации фотометрических данных – это привязка к фотоэлектрическим измерениям исследуемой галактики, выполненным с использованием диафрагм разного размера (как правило, диафрагмы центрируются на яд-

ро). В этом случае на точность нуль-пункта влияет погрешность фотоэлектрических измерений, а также точность выставления измерительной диафрагмы на ядро. В случае неаккуратного центрирования ошибка нуль-пункта шкалы звездных величин зависит от относительной величины смещения диафрагмы, а также от закона распределения поверхностной яркости в галактике и от величины характерного масштаба этого распределения. Величины ошибок центрирования для модели эллиптической галактики приведены на рис. 2 в статье [20]. В случае аккуратного выставления диафрагм ошибки центрирования не превышают нескольких сотых звездной величины.

Для привязки ПЗС и фотографических данных удобно использовать каталог Лонго и Вокулера [51], суммирующий результаты фотоэлектрических наблюдений для нескольких тысяч галактик. Кроме того, результаты оригинальных фотоэлектрических наблюдений и соответствующие ссылки можно найти в базах внегалактических данных – например, в NED (NASA/IPAC Extragalactic Database – см. <http://nedwww.ipac.caltech.edu>) [52] или Hypercat (<http://www-obs.univ-lyon1.fr/hypercat>) [53].

Среди других способов стандартизации поверхностной фотометрии можно отметить привязку к фотоэлектрическим измерениям фона неба вблизи от исследуемого объекта [54], а также к фотоэлектрическим сканам галактики.

2.3 Стандартные пакеты программ

В восьмидесятые годы прошлого века многие крупные астрономические учреждения и национальные обсерватории начали создавать свободно распространяемые многоцелевые пакеты программ, которые вскоре стали основными средствами обработки и анализа наблюдательных данных для всего астрономического сообщества. К числу таких популярных систем обработки, с помощью которых можно обрабатывать изображения галактик, можно отнести Munich Image Data Analysis System – **MIDAS** (Европейская южная обсерватория, Германия); Image Reduction and Analysis Facility – **IRAF** (Национальная оптическая астрономическая обсерватория, США); Astronomical Image Processing System – **AIPS** (Национальная радиоастрономическая обсерватория, США); Space Telescope

Science Data Analysis System – **STSDAS** (Институт космического телескопа, США), а также ряд других (например, VISTA, FIGARO и т. д.).

Авторами пакетов созданы и соответствующие детальные описания, доступные как в виде книг, так и в электронном варианте (см. WWW страницы обсерваторий, где написаны программы). В Институте космического телескопа (Space Telescope Science Institute – STScI) поддерживается электронный сервис (Astronomical Software and Documentation Service – ASDS), позволяющий легко находить наиболее распространенные астрономические программы и их описания (<http://asds.stsci.edu>). В конце 1999 года через ASDS можно было получить доступ к 56 астрономическим пакетам программ.

Ниже мы приводим общие сведения о нескольких комплексах программ, часто используемых для поверхностной фотометрии галактик.

• MIDAS

Пакет программ MIDAS начал создаваться в начале восьмидесятых годов в Европейской южной обсерватории (European Southern Observatory – ESO) [55]. Поэтому его часто называют пакетом или системой ESO–MIDAS. Развитие этой системы продолжается до сих пор, и каждую осень (обычно в ноябре) появляется ее очередная версия (см. <http://www.eso.org/esomidas>). Эти версии обозначаются годом, когда они становятся доступными для использования, и сокращенным названием месяца ноябрь (NOV) – например, MIDAS 99NOV.

Система MIDAS относительно компактна. Предоставляемая ESO сгенерированная версия системы занимает лишь ~20–30 Мб дискового пространства. Для ее работы достаточно 8 Мб оперативной памяти, но рекомендуется использовать по крайней мере 16 Мб. Существуют версии пакета для разных операционных систем: от DEC/VMS до различных вариантов UNIX.

MIDAS содержит набор отдельных пакетов, позволяющих решать широкий круг задач фотометрии протяженных и точечных объектов: DAOPHOT и ROMAFOT (фотометрия и точные координаты звезд на кадрах, содержащих большое количество звездных изображений, в том числе перекрывающихся), IMRES (программы восстановления изображений), INVENTORY (выделение и класси-

фикация объектов разного типа на изображениях), PEPSYS (планирование фотометрических наблюдений и их полная обработка), SURFPHOT (набор программ, полезных для поверхностной фотометрии, включая, например, определение фона, поиск позиционного угла и наклона галактики, анализ формы изофот галактик, восстановление изображений и т. д.), а также ряд других.

Подробнее об этой системе обработки данных см. в [56].

• IRAF

Система IRAF развивается с 1981 года [57]. В настоящее время она включает несколько десятков пакетов, предназначенных для обработки разного рода астрономических данных (см. <http://iraf.noao.edu>).

Для размещения пакета требуется ~ 100 Мб дискового пространства и по меньшей мере 32 Мб оперативной памяти для нормальной работы. Версии IRAF существуют для разных операционных систем.

IRAF позволяет легко оперировать изображениями, восстанавливать их, выполнять стандартную обработку ПЗС наблюдений. Он также включает пакет DAOPHOT (см. выше), предназначенный для фотометрии звездных полей. В качестве надстройки над IRAF в Институте космического телескопа создан комплекс программ STSDAS, содержащий ряд специализированных пакетов для поверхностной фотометрии галактик – фильтрация изображений, анализ формы изофот и др. (<http://stsdas.stsci.edu/STSDAS.html>).

MIDAS и IRAF являются свободно распространяемыми системами. IDL (the Interactive Data Language) – это коммерческий пакет, предназначенный для обработки, анализа и визуализации научных данных (<http://www.rsinc.com/idl>). IDL широко используется в астрономии, физике, технических дисциплинах и т. д. Часто он применяется и для поверхностной фотометрии галактик. В 1996 году в рамках программы Астрофизические Данные (НАСА) (NASA Astrophysics Data program) была основана библиотека астрономических приложений, написанных на IDL (см. <http://idlastro.gsfc.nasa.gov/homepage.html>). В настоящее время эта открытая для свободного пользования библиотека

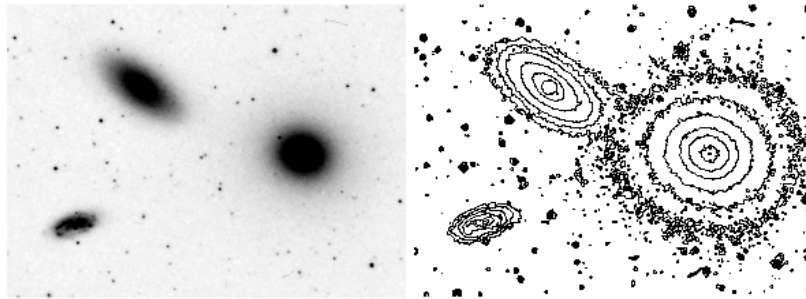


Рис. 4: Слева – репродукция изображений галактик NGC 3379 (справа), NGC 3384 (слева вверху) и NGC 3389 (слева внизу) (размер репродукции – $16.''6 \times 12.''4$). Справа – карта изофот галактик.

содержит несколько сотен процедур, многие из которых предназначены для фотометрии галактик.

Существует множество других систем обработки, применяемых в астрономической фотометрии. Их описания и тексты программ можно найти на серверах крупных обсерваторий или через *ASDS*.

3 Представление результатов поверхностной фотометрии

Результатом цифровой поверхностной фотометрии протяженного объекта (например, галактики) является матрица, каждый элемент которой представляет собой значение поверхностной яркости в данной точке, выраженное в звездных величинах на квадратную секунду дуги. Типичные размеры таких матриц составляют не менее 10^6 элементов. Столь большие объемы информации не допускают быстрой и легкой физической интерпретации. Для удобного представления результатов фотометрической обработки с целью их дальнейшей количественной интерпретации существует ряд стандартных способов.

3.1 Графические способы

Простейшим способом представления результатов является их визуализация путем построения изображений в условных цветах и карт изоуровней (изофот). Как видно на рис. 4, где показаны изображения трех галактик, построенных с помощью Цифрового Обзора Неба (DSS²), карты изофот позволяют получить больше информации об объектах, чем простое репродуцирование их изображений. На картах можно одновременно оценить структуру как центральных частей галактик, так и предельно слабых внешних областей. Кроме того, изофоты позволяют грубо оценить закон распределения поверхностной яркости. Карты изофот строятся до какого-либо фиксированного слабого уровня поверхностной яркости (например, до $\mu(B) = 26.0$). Шаг изофот обычно берется постоянным (например, $\Delta\mu$ равно 0.5 или 1.0), хотя это может зависеть от конкретной задачи.

Для количественного анализа структуры галактик двумерные данные часто редуцируют в одномерные профили поверхностной яркости — $\mu(r)$. Способов построения одномерных профилей из двумерных матриц существует довольно много, и их широкое применение часто приводит к путанице в терминологии. Очевидно, что нет одного профиля, наилучшим образом характеризующего распределение яркости во всех галактиках. Нужно выбирать профили яркости в соответствии с конкретными целями исследования и с морфологическими особенностями объектов. (В дальнейшем слова *профиль яркости* или *фотометрический профиль* будут использоваться как общее наименование построенных разными способами одномерных распределений, характеризующих распределение яркости в галактиках.) Далее мы рассматриваем наиболее распространенные фотометрические профили.

• Фотометрический разрез

Фотометрический разрез — это сечение галактики вдоль какого-либо фиксированного направления. Как правило, разрезы строят вдоль большой и малой оптических осей галактики, а также че-

²Цифровой Обзор Неба был выполнен в Институте космического телескопа при поддержке гранта правительства США NAG W-2166.

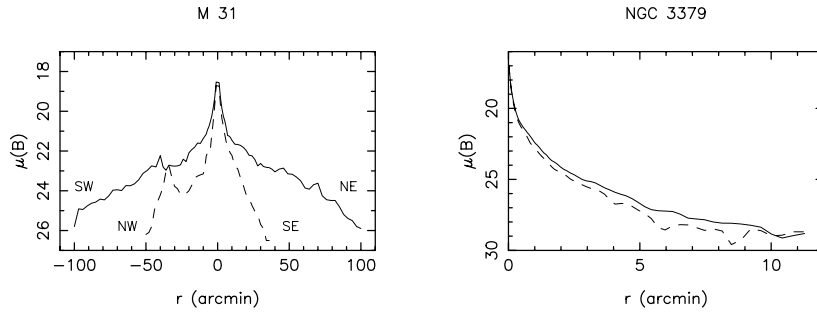


Рис. 5: Фотометрические разрезы галактик М 31 [5] и NGC 3379 [38]. Для NGC 3379 показаны разрезы, усредненные относительно ядра. Непрерывные линии – разрезы вдоль больших осей, штриховые – вдоль малых осей. Локальный максимум у М 31 при $r \approx -40'$ (малая ось) связан со спутником М 31 – галактикой NGC 205.

рез наиболее интересные образования в их структуре (например, через области НП, вдоль и поперек бара, через приливные образования и т. д.). При представлении разрезов их иногда усредняют относительно центра галактики. Вдоль выбранных разрезов обычно изображается не только распределение поверхностной яркости в одной или нескольких цветовых полосах, но и распределение показателей цвета. Примеры фотометрических разрезов для ближайшей яркой спиральной галактики М 31 и для эллиптической галактики NGC 3379 (она является стандартом для галактической фотометрии) показаны на рис. 5.

Направления большой и малой осей галактики находят по ориентации ее внешних изофот. Эти направления, однако, иногда определяются неуверенно: например, некоторые эллиптические галактики показывают систематическое изменение ориентации изофот, спиральные галактики часто имеют подструктуры, большие оси которых не совпадают с осью по внешним изофотам. Встречаются также случаи, когда разрез вдоль большой (малой) оси галактики плохо характеризует ее структуру (например, на большую ось галактики проецируется пылевая полоса, как в случае NGC 3718).

• **Усредненный по азимуту разрез**

Это разрез, полученный усреднением распределения яркости $I(a, \phi)$ по ϕ вдоль эллипса с большой полуосью a и с видимым сжатием b/a . Предполагается, что эллипс является хорошим приближением формы изофот. Этот профиль эффективно сглаживает неосесимметричные неправильности галактики и иногда используется, например, для оценки контраста спиральной структуры. Усредненный по азимуту профиль можно также назвать (и это часто делается) эллиптически-усредненным или усредненным по эллипсу профилем.

• **Усредненный в кольцах профиль**

Фотометрический профиль галактики на практике часто строят в виде зависимости средней поверхностной яркости в пределах концентрического кольца (I_m) от радиуса этого кольца (r_m). Построенный таким образом профиль, очевидно, искажает истинное распределение яркости, причем тем сильнее, чем шире используемые кольца. Для того, чтобы уменьшить влияние конечной ширины колец, в [58] было предложено для каждого кольца выбирать соответствующий радиус так, чтобы на этом расстоянии от ядра поверхностная яркость была равна средней в рассматриваемом кольце. Такое определение радиуса зависит от формы распределения яркости в галактике. В простейшем случае, когда распределение может быть представлено степенным законом $I(r) = I_0 r^{-n}$, средняя поверхностная яркость в кольце от r_1 до r_2 согласно [58] равна

$$I_m = \frac{2I_0}{2-n} \frac{r_2^{2-n} - r_1^{2-n}}{r_2^2 - r_1^2}$$

(за исключением случая с $n = 2$). Этому значению яркости соответствует радиус кольца

$$r_m = \left[\frac{2}{2-n} \frac{r_2^{2-n} - r_1^{2-n}}{r_2^2 - r_1^2} \right]^{-1/n}.$$

При $n = 2$ радиус кольца равен

$$r_m = \sqrt{\frac{r_2^2 - r_1^2}{2 \ln(r_2/r_1)}}.$$

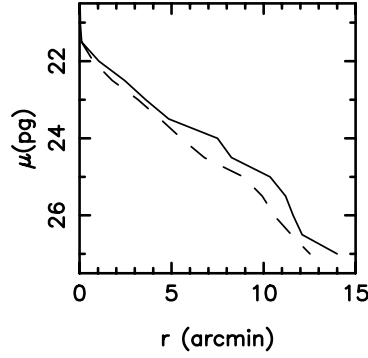


Рис. 6: Фотометрические профили спиральной галактики NGC 300 согласно Вокулеру и Пейдж [60]. Непрерывной линией показан усредненный по эллипсу разрез вдоль большой оси, штриховой линией – эквивалентный профиль.

• Эквивалентный профиль

Эквивалентный профиль был введен Вокулером в 1948 году [59]. Если S – площадь, ограниченная изофотой, то *эквивалентный радиус* r^* изофоты определяется как радиус круга, имеющего ту же площадь, что и данная изофота: $r^* = \sqrt{S/\pi}$. Зависимость поверхностной яркости от эквивалентного радиуса, соответствующего этой изофоте, называется эквивалентным профилем – $\mu(r^*)$.

Очевидно, что если изофоты галактики могут быть представлены эллипсами с постоянным сжатием, то эквивалентный профиль должен совпасть с предыдущими. В случае усредненного по эллипсу профиля мы имеем зависимость $\mu(a)$, а эквивалентный профиль – это $\mu(r^*)$, где $r^* = a\sqrt{b/a}$. Следовательно, при неизменном видимом сжатии изофот галактики – b/a – оба профиля будут различаться на множитель $\sqrt{b/a}$. Например, показанные на рис. 6 профили будут практически совпадать при $b/a = 0.8$ [60].

Эквивалентный профиль удобен тем, что он позволяет построить сглаженное распределение поверхностной яркости даже для весьма неправильных галактик, изофоты которых сильно нерегулярны и даже состоят из отдельных “островков” (см. рис. 6). В [61] было произведено сравнение результатов анализа глобаль-

ной структуры взаимодействующих галактик по их эквивалентным профилям и по разрезам вдоль большой оси. Оказалось, что использование эквивалентных профилей приводит к тем же результатам, что и анализ разрезов.

К недостаткам эквивалентного профиля можно отнести чересчур сильное для ряда задач сглаживание наблюдаемого распределения и чувствительность к геометрии галактики.

• Спроецированный и обобщенный профили

Эти профили были введены в работе [62]. Спроецированный профиль $f(x)$ определяется как проекция наблюдаемого двумерного распределения поверхностной яркости $I_{obs}(x, y)$ на большую ось галактики: $f(x) = \int_{-\infty}^{\infty} I_{obs}(x, y) dy$, где координата x измеряется вдоль большой оси галактики, а начало координат располагается в ее центре. Если галактика является оптически тонкой и ее наблюдаемая малая ось совпадает в проекции с осью вращения, спроецированный профиль не зависит от наклона галактики к лучу зрения. Тогда спроецированный профиль $f(x)$ связан с обобщенным радиальным профилем $\sigma(r)$ следующим интегральным уравнением:

$$f(x) = 2 \int_{|x|}^{\infty} \frac{\sigma(r) r dr}{\sqrt{r^2 - x^2}}.$$

В [62] описана также численная схема для решения этого интегрального уравнения.

Обобщенный профиль удобно использовать для сравнения структуры галактик, имеющих разные наклоны к лучу зрения. При использовании этого профиля следует учитывать, что внутреннее поглощение и неосесимметричность реальных галактик могут привести к появлению на профиле ложных деталей или полностью исказить его. Обобщенные профили, по-видимому, могут быть полезными при инфракрасной фотометрии галактик.

• Профили эллиптичности и ориентации изофот

Изофоты галактики приближаются семейством концентрических эллипсов, и строятся зависимости их эллиптичностей $\epsilon = (a - b)/a$ (или просто сжатий b/a) и позиционных углов их больших осей (Р.А.) от a . Профили эллиптичности и ориентации сглажен-

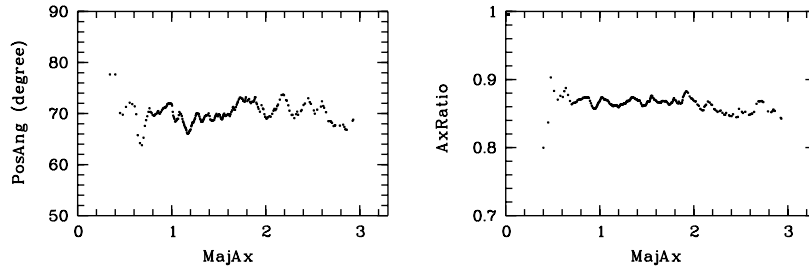


Рис. 7: Изменение позиционного угла (слева) и сжатия изофоты (справа) в зависимости от большой оси аппроксимирующего изофоту эллипса (в угловых минутах) для эллиптической галактики NGC 3379. Зависимости построены по изображению галактики из DSS.

ных эллипсами изофот используются, например, при исследовании геометрии галактик ранних типов.

На рис. 7 на примере эллиптической галактики NGC 3379 показаны обсуждаемые профили. Видно, что в пределах $0.5\text{--}3'$ от ядра галактики изофоты хорошо аппроксимируются эллипсами с почти постоянным сжатием ($b/a = 0.86$) и позиционным углом (P.A.= 70°) (см. также рис. 4). Эти результаты практически совпадают с данными ПЗС-фотометрии [38], что свидетельствует о том, что изображения галактик из DSS могут быть использованы при исследовании их геометрических характеристик.

• Форма изофот галактики

Изофоты галактик, как правило, отличаются от эллипсов. Например, они могут напоминать прямоугольники с закругленными углами, а также они могут быть несколько заострены на концах большой оси. В первом случае говорят о “ящикоподобных” изофотах (boxy), во втором – о “дископодобных” (disky). Примеры галактик ранних типов с разными формами изофот показаны на рис. 8. Внешние изофоты NGC 4570 близки к эллипсам, внутренние демонстрируют заострения. У галактики NGC 690 изофоты относятся к “ящикоподобному” типу. Дископодобность изофот является свидетельством того, что галактика содержит дисковую составляющую.

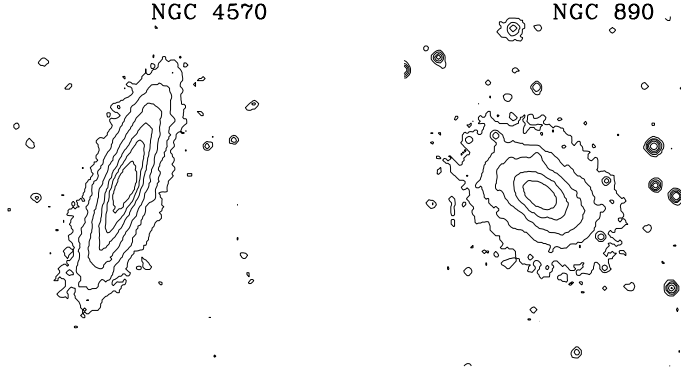


Рис. 8: Галактики с дископодобными (слева) и ящикоподобными (справа) изофотами. Изображения извлечены из DSS.

Для количественной характеристики формы изофот обычно используют параметр a_4 (см., например, [63, 64]). Изофота галактики аппроксимируется эллипсом $R_{ell}(\phi)$, и для каждого угла ϕ находится разность между изофотой и эллипсом: $\delta(\phi) = R(\phi) - R_{ell}(\phi)$ (рис. 9). Функцию $\delta(\phi)$ можно разложить в ряд Фурье:

$$\delta(\phi) = \delta_0 + \sum_{n=1}^{\infty} (a_n \cos n\phi + b_n \sin n\phi). \quad (6)$$

Если рассматриваемая изофота достаточно симметрична, каждая ее четверть подобна остальным и ее форма хорошо аппроксимируется эллипсом, то значения δ_0 , a_1 , a_2 , a_3 и b_n должны быть небольшими. Значение и знак коэффициента a_4 будут зависеть от формы изофоты: если изофота имеет дископодобную форму, то $a_4 > 0$, и $a_4 < 0$ для ящикоподобной изофоты. Величина коэффициента a_4 отражает степень отклонения формы изофоты от эллипса. Для характеристики формы изофот часто используют не сам коэффициент a_4 , а безразмерный параметр a_4/a , где a — большая полуось данной изофоты. Отношение a_4/a называют параметром формы изофот.

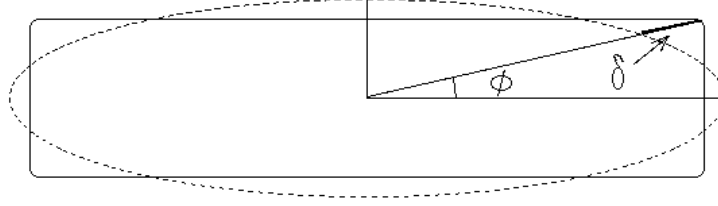


Рис. 9: Схема, иллюстрирующая введение параметра a_4 формы изофот. Непрерывная кривая изображает реальную изофоту галактики (ящико-подобную), пунктирная линия – ее приближение эллипсом.

Параметр a_4 можно ввести и по-другому. Например, аппроксимировав изофоту эллипсом с большой полуосью a , можно представить в виде ряда Фурье отклонения интенсивности в галактике вдоль этого эллипса:

$$I(a, \phi) = I_0(a) + \sum_{n=1}^{\infty} (A_n(a) \cos n\phi + B_n(a) \sin n\phi). \quad (7)$$

Тогда коэффициенты отклонения яркости могут быть преобразованы в коэффициенты отклонения формы изофоты через следующие соотношения (см., например, [24]):

$$a_n(a) = \frac{A_n(a)}{\left| \frac{dI(a)}{da} \right|}, \quad b_n(a) = \frac{B_n(a)}{\left| \frac{dI(a)}{da} \right|}.$$

Анализ радиального поведения параметра a_4 позволяет судить о наличии, относительной светимости и ориентации дисковой подсистемы в сфероидальных звездных системах. Наблюдаемый максимум значения a_4 находится примерно на таком расстоянии от ядра, где вклад звездного диска в светимость галактики максимален: $r_{a_4, max} \approx 2.4(h^4/r_e)^{1/3}$ (r_e – эффективный радиус описываемой законом Вокулера галактики (п. 4.1), h – экспоненциальный масштаб диска (п. 5.1)) [65]. Параметр формы изофот коррелирует с рядом физических свойств эллиптических галактик (например, с их радио- и рентгеновскими характеристиками [66]). Корменди и Бендер [67] даже предложили расширить хаббловскую классифика-

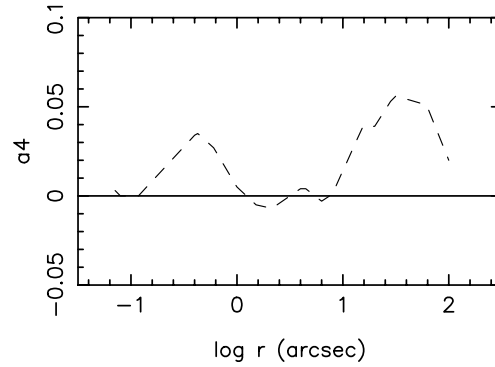


Рис. 10: Распределение значения коэффициента a_4 вдоль большой полуоси для галактики NGC 4570 согласно [68]. При $r \leq 12''$ использованы данные с КТ имени Хаббла, при $r \geq 12''$ использованы наземные наблюдения.

цию за счет введения двух типов эллиптических галактик: с диско- и ящикоподобными изофотами.

На рис. 10 показана зависимость коэффициента a_4 от большой полуоси для E/S0 галактики NGC 4570 (ее изофоты приведены на рис. 8). На рисунке видно, что в околоядерной области (при $r \approx 0.''4$) и при $r \approx 30'' - 40''$ коэффициент a_4 демонстрирует хорошо выраженные максимумы, связанные с наличием у галактики ядерного и внешнего звездного дисков.

Для более детального анализа формы галактик можно также рассматривать поведение других коэффициентов в разложениях (6) и (7) (см. рис. 1 в [69]).

3.2 Фотометрические параметры

Помимо перечисленных способов графического представления результатов, существует система стандартных параметров, определяемых по результатам поверхностной фотометрии, — так называемая система параметров Вокулера (например, [60]).

• Система стандартных фотометрических параметров
Вокулера

Основой этой системы параметров является понятие *полной* или *асимптотической* (или *интегральной*) видимой звездной величины объекта.

Рассмотрим галактику, имеющую круглые изофоты. Пусть $I(r)$ – поверхностная яркость на расстоянии r от ее центра. Тогда светимость галактики в пределах r от ядра:

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

Полная (асимптотическая) светимость: $L_T = 2\pi \int_0^\infty I(r) r dr$.

Зная полную светимость галактики, можно ввести функцию $k(r)$, определяющую долю полной светимости, излучаемую в пределах расстояния r : $k(r) = L(\leq r)/L_T$. Часто рассматривают также зависимость доли полной светимости от изофоты – $k(\mu)$. Графики зависимости $k(r)$ и $k(\mu)$ называют *кривыми относительной светимости*.

Зависимости $k(r)$ и $k(\mu)$ определяют целое семейство параметров. Важнейший из них – так называемый *эффективный радиус* r_e . Для галактики с круглыми изофотами r_e – это радиус круга, внутри которого излучается половина полной светимости, т. е. $k(r_e) = 1/2$. *Эффективная поверхностная яркость* μ_e – это поверхностная яркость на расстоянии r_e от центра галактики или поверхностная яркость изофоты, для которой $k(\mu_e) = 1/2$. Для галактики с эллиптическими изофотами вводится эффективная большая (малая) полуось a_e (b_e) – большая (малая) полуось изофоты, внутри которой излучается половина полной светимости галактики. Средняя поверхностная яркость внутри μ_e (или r_e): $\langle I \rangle_e = L_T/(2\pi r_e^2)$ или $\langle \mu \rangle_e = m_T + 5 \lg r_e + 1.995$, где m_T – полная видимая звездная величина галактики. К эффективному радиусу часто привязывают и измерения показателей цвета. Например, $(B - V)_e$ – средний показатель цвета $B - V$ галактики в пределах эффективного радиуса (или в пределах эффективной диафрагмы A_e – см. далее).

Определив значение r_e , можно представить кривую относительной светимости в виде зависимости $m(\alpha) - m_T$ от $\lg \alpha$, где $\alpha = r/r_e$, $m(\alpha)$ – видимая звездная величина галактики в пределах безраз-

мерного расстояния α от центра. Ее называют *нормированной (нормализованной) кривой светимости*. На практике кривая светимости часто строится по результатам многоапертурной фотометрии в пределах круглых диафрагм, центрированных на ядро галактики. В таком случае удобно рассматривать зависимость $m(\lg A/A_e)$, где A – диаметр круглой диафрагмы, а A_e – диаметр *эффективной диафрагмы*, в пределах которой излучается половина полной светимости галактики. Удобство использования нормированных кривых состоит в том, что в такой форме можно сравнивать результаты наблюдений разных галактик.

Кроме эффективного радиуса r_e вводятся также стандартные радиусы r_1 и r_3 такие, что $k(r_1) = 1/4$ и $k(r_3) = 3/4$. Через стандартные радиусы определяются *индексы концентрации*: $C_{21} = r_e/r_1$ и $C_{32} = r_3/r_e$. Индексы концентрации характеризуют глобальное распределение поверхностной яркости в галактике и коррелируют с ее морфологическим типом и отношением светимости балджа и диска [70, 71] (см. далее п. 6.2). Существуют другие определения индекса концентрации – например, в [72] на основе обобщенного фотометрического профиля (см. п. 3.1) вводится средний индекс концентрации. Близкий по смыслу индекс введен и в [73]. Индексы концентрации определяются гораздо проще, чем отношение светимостей балджа и диска, и они могут быть очень полезными при исследовании далеких слабых галактик [71, 73, 74].

Приведенные выше определения легко обобщаются на случай объекта с произвольными (не круглыми) изофотами путем замены r на эквивалентный радиус r^* , равный радиусу круга, имеющего ту же площадь, что и данная изофота.

Полная видимая величина – основа системы параметров Вокулера – ищется экстраполяцией определяемых из наблюдений галактики зависимостей $m(A)$ или $m(r^*)$ (эти зависимости часто называют “кривыми роста” – growth curves) на бесконечность [75, 76]. Величина поправки при определении асимптотической звездной величины зависит от распределения поверхностной яркости в данной галактике. Конкретные значения этой поправки для галактик разных типов будут приведены далее в пп. 4–6.

• Другие фотометрические параметры

Индекс вращательной асимметрии (например, [77, 74, 78])

определяется как

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

где I_{ij} – поверхностная яркость элемента изображения с координатами (i, j) , I_{ij}^R – соответствующая поверхностная яркость после поворота изображения на 180° относительно центра галактики. Слагаемое k_{As} вводится для того, чтобы учесть вклад, вносимый шумом фона неба в изображение. На практике значение k_{As} находится вычитанием из области изображения без объекта (фона) той же области, развернутой на 180° . При этом размеры областей с галактикой и с фоном должны совпадать. Существуют разные варианты этого индекса. Например, в [78] показано, что индекс, определяемый вычитанием исходного и развернутого на произвольный угол (а не только на 180°) изображений, также может быть полезным индикатором фотометрической структуры галактик.

Индекс асимметрии коррелирует с морфологическим типом и показателями цвета галактик [79, 78]. Этот индекс очень полезен при автоматической массовой классификации (например, при изучении далеких объектов). В сочетании с индексом концентрации и показателями цвета он позволяет, например, ввести объективные количественные критерии для класса “пекулярных” галактик (например, [74, 78]).

Несимметричность (“кривобокость” – lopsidedness) галактик характеризует отклонение их формы от круговой симметрии [80, 81]. Этот параметр похож на параметр формы изофот (п. 3.1), но он не несет информации о форме галактики (дископодобной или ящикоподобной), а лишь отражает относительное смещение изофот от ее центра. Параметр несимметричности A_1/A_0 определяется как отношение амплитуд ряда Фурье с азимутальными числами $n = 1$ и $n = 0$, в который раскладывается наблюдаемое распределение яркости галактики на данном расстоянии от ядра (как правило, в интервале $1.5h$ – $2.5h$, где h – это экспоненциальный масштаб ее диска).

В [81, 82] показано, что $\sim 20\%$ всех дисковых галактик демонстрируют азимутальную асимметрию распределения яркости

(массы) с $\langle A_1/A_0 \rangle \geq 0.2$. Причиной возникновения подобной несимметричной структуры звездных дисков галактик, возможно, является внешнее гравитационное возмущение или аккреция [81].

Наклон плоскости галактики к лучу зрения i обычно оценивается по видимому сжатию галактики и может быть отнесен к фотометрическим параметрам. Согласно Хаббл [83], наклон сплюснутого сфероида с видимым сжатием $q = b/a$ и истинным сжатием q_0 может быть найден по формуле

$$\cos^2 i = \frac{q^2 - q_0^2}{1 - q_0^2}.$$

Наклон галактики также может быть оценен из сравнения эквивалентного профиля галактики и разреза вдоль ее большой оси [84] и из анализа индексов асимметрии [78].

К другим фотометрическим параметрам — числам, характеризующим фотометрическую структуру галактики, — можно отнести средние (или взвешенные по светимости средние) значения видимого сжатия (эллиптичности) галактики, a_4/a , позиционного угла изофот, параметра поворота изофот (т. е. изменения позиционного угла большой оси изофот в пределах галактики) [85], радиус или диаметр, измеренные в пределах стандартной изофоты $\mu_B = 25$ (R_{25} , D_{25}), и др.

4 Стандартные модели галактик ранних типов

Для количественного описания глобальной фотометрической структуры галактик широко используются параметры, определяемые путем приближения наблюдаемых фотометрических разрезов или двумерного распределения яркости функциями известного вида. Эти параметры можно назвать вторичными, так как они не определяются непосредственно из наблюдений, а ищутся на основе модельных, задаваемых заранее, представлений о структуре галактик.

Наиболее известным эмпирическим законом, применяющимся для описания распределения поверхностной яркости у эллиптических галактик и балджей спиральных галактик, является так называемый “закон $r^{1/4}$ ” Вокулера [59]. (Хороший обзор, посвященный этому закону, опубликован Капаччиоли в [86].) Среди других формул, часто использующихся для аппроксимации наблюдаемых профилей яркости галактик ранних типов, можно отметить законы Рейнольдса–Хаббла (формула (1)), Кинга [87], Серсика [88], Яффе [89], Хернквиста [90] и др. Рассмотрим эти формулы подробнее.

4.1 Закон Вокулера

4.1.1 Общие сведения

Знаменитый закон был опубликован Жераром де Вокулером в 1948 году в работе под названием “Recherches sur les Nébuleuses Extragalactiques: I. Sur la technique de l’Analyse Microphotométrique des Nébuleuses Brillantes” [59] и записывается так: $\lg I(r)/I_e = -3.25 [(r/r_e)^{1/4} - 1]$. В приведенной формуле I_e и r_e — это эффективная поверхностная яркость и эффективный радиус (п. 3.2), а коэффициент 3.25 был эмпирически подобран так, чтобы в пределах r_e излучалась половина полной светимости галактики. Позднее значение коэффициента было увеличено до точного значения 3.33 (см. далее).

В общем виде закон Вокулера можно записать как

$$\lg \frac{I(\alpha)}{I_e} = -\beta(\alpha^{1/4} - 1), \quad (8)$$

где $\alpha = r/r_e$ и β — коэффициент ($\beta > 0$). Предположим далее, что изофоты галактики могут быть представлены соосными гомоцентричными эллипсами с постоянной эллиптичностью $\epsilon = 1 - b/a$. Тогда полная асимптотическая светимость галактики, описываемой законом Вокулера, равна

$$L_T = 2\pi I_e r_e^2 (1 - \epsilon) \int_0^{+\infty} \exp[-\nu(\alpha^{1/4} - 1)] d\alpha = 8! \pi \frac{e^\nu}{\nu^8} (1 - \epsilon) I_e r_e^2, \quad (9)$$

где $\nu = \beta \ln 10$.

Кривая относительной светимости (п. 3.2) такой галактики согласно [91] может быть представлена в виде

$$k(\alpha) = L(\leq \alpha)/L_T = 1 - \exp(-\nu\alpha^{1/4}) \sum_{n=0}^{n=7} \frac{\nu^n \alpha^{n/4}}{n!}. \quad (10)$$

В пределах $r = r_e$ ($\alpha = 1$) должна излучаться половина полной светимости галактики, т.е. $k(1) = 1/2$. Отсюда из уравнения (10) можно найти, что $\nu = 7.66925$ и $\beta = \nu/\ln 10 = 3.33071$.

Следовательно, в окончательном виде закон Вокулера можно записать как

$$\lg \frac{I(r)}{I_e} = -3.33071 \left[\left(\frac{r}{r_e} \right)^{1/4} - 1 \right], \quad (11)$$

или в звездных величинах на квадратную секунду дуги

$$\mu(r) = \mu_e + 8.32678[(r/r_e)^{1/4} - 1]. \quad (12)$$

Соответствующая этому закону полная светимость

$$L_T = 7.21457\pi I_e r_e^2 (1 - \epsilon) = 22.66523 I_e r_e^2 b/a. \quad (13)$$

Абсолютная звездная величина галактики

$$M_{V_{auc}} = \mu_e - 5 \lg r_e - 2.5 \lg(1 - \epsilon) - 39.961, \quad (14)$$

где эффективный радиус r_e выражен в килопарсеках.

Средняя поверхностная яркость в пределах эффективного радиуса составляет $\langle I \rangle_e = 3.61 I_e$ или $\langle \mu \rangle_e = \mu_e - 1.39$. Полная светимость, выраженная через $\langle I \rangle_e$, равна $L_T = 2\pi \langle I \rangle_e r_e^2 b/a$ (ср. с (13)). Центральная поверхностная яркость галактики в модели Вокулера $I_0^b = 10^{3.33} I_e = 2140 I_e$. Индексы концентрации (п. 3.2) для объекта, описываемого законом Вокулера, составляют $C_{21} = 2.75$ и $C_{32} = 2.54$.

На рис. 11 показаны фотометрический разрез NGC 3379 и его аппроксимация формулой (12). Как видно на этом рисунке, закон Вокулера является хорошим описанием наблюдаемого распределения галактики в очень широком диапазоне поверхностной яркости

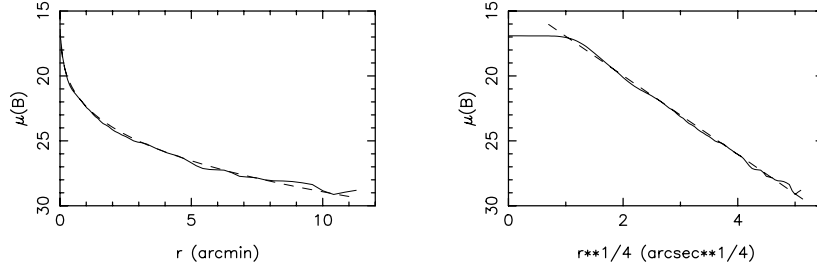


Рис. 11: Распределение поверхностной яркости вдоль большой оси эллиптической галактики NGC 3379 (непрерывная линия) и аппроксимация наблюдаемого распределения яркости законом Вокулера (штриховая прямая) с параметрами $\mu_e(B) = 22.24$ и $r_e = 56.''8$ [38]. Слева рисунок приведен в координатах $\mu-r$, справа – $\mu-r^{1/4}$.

$\mu(B)$ (от 17 до 29) и r_e (от $\sim 1''$ до $\sim 10'$)³. В долях эффективных параметров эти интервалы составляют $0.002I_e \leq I \leq 125I_e$ и $0.02r_e \leq r \leq 11r_e$. В [92] было показано, что закон $r^{1/4}$ описывает распределение яркости в NGC 3379 с ошибкой, не превышающей $\pm 0.^m08$, в интервале поверхностных яркостей $\Delta\mu \sim 10$.

Изобразив разрез в координатах $\mu-r^{1/4}$, можно быстро установить соответствие распределения яркости галактики закону Вокулера (см. рис. 11). Как следует из формулы (12), в таких координатах закон Вокулера – это прямая линия $\mu(r) = u + vr^{1/4}$, где $u = \mu_0^b = \mu_e - 8.3268$ (центральная поверхностная яркость) и $v = 8.3268/r_e^{1/4}$.

В табл. 4 приведена нормированная кривая относительной светимости, построенная по уравнению (10) [91]. На рис. 12 показаны результаты апертурной фотометрии NGC 3379 согласно [92]. Как видно на рисунке, наблюдательные данные хорошо согласуются с модельной “кривой роста”. Измерению в максимальную диафрагму ($A/A_e = 3.50$) соответствует значение “асимптотической поправки” $\Delta m = 0.21$.

³При $r \leq 1''$ распределение яркости искажено атмосферным размытием.

Таблица 4:
Нормированная кривая относительной светимости
для закона Вокулера по [91]

r/r_e	$k(r/r_e)$	$m(r/r_e) - m_T$
0.01	0.00355	6.124
0.05	0.03193	3.739
0.10	0.07197	2.857
0.20	0.14716	2.081
0.30	0.21273	1.680
0.50	0.31981	1.238
1.00	0.50000	0.753
2.00	0.69001	0.403
3.00	0.78807	0.259
4.00	0.84658	0.181
5.00	0.88455	0.133
10.0	0.96149	0.043
30.0	0.99701	0.003
80.0	0.99990	0.0001

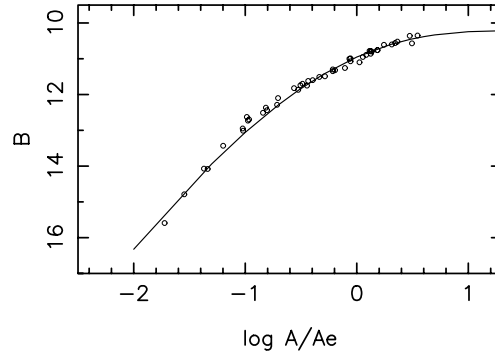


Рис. 12: Апертурная фотометрия эллиптической галактики NGC 3379 в цветовой полосе B согласно [92] (кружки). Непрерывной линией показана кривая относительной светимости для закона Вокулера (уравнение (10), табл. 4) при $B_T = 10.20$.

Распределение поверхностной яркости у нормальных эллиптических галактик, как правило, хорошо описывается законом (11). Систематические отклонения от этого закона наблюдаются обычно только в центральных и периферийных областях галактик. В промежуточной области (например, при $0.1r_e \leq r \leq 1.5r_e$) закон Вокулера является очень хорошим приближением для галактик ранних морфологических типов [93].

4.1.2 Распределение плотности и кривая вращения

Если галактика сферически-симметрична и “прозрачна”, то связь трехмерного распределения плотности светимости $j(R)$ и спроецированного распределения яркости $I(r)$ дается следующей формулой (см., например, [26]):

$$I(r) = 2 \int_r^\infty \frac{j(R)RdR}{\sqrt{R^2 - r^2}}. \quad (15)$$

Решение этого интегрального уравнения хорошо известно:

$$j(R) = -\frac{1}{\pi} \int_R^\infty \frac{dI}{dr} \frac{dr}{\sqrt{r^2 - R^2}}. \quad (16)$$

Если галактика имеет постоянное отношение масса–светимость, то уравнение (16) дает искомое трехмерное распределение плотности $\rho(R)$.

Пространственное распределение плотности, которое в проекции приводит к закону Вокулера, определялось в ряде работ (см., например, [91, 94]). В [91] было найдено, что

$$\rho(R \rightarrow 0) = 0.24099 R^{-3/4} \exp(-\nu R^{1/4}), \quad (17)$$

$$\rho(R \rightarrow \infty) = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{8\nu R^{1/4}}} R^{-3/4} \exp(-\nu R^{1/4}) \left[1 - \frac{7}{8\nu R^{1/4}} + \dots \right]. \quad (18)$$

Если оставить в разложении (18) только первый член, то полная масса галактики в пределах расстояния R от ядра будет равна

$$M(\leq R) = \frac{\sqrt{8\pi^3}}{\nu^9} \gamma(8.5, R^{1/4}), \quad (19)$$

где $\gamma(\eta, x)$ – неполная гамма-функция. Точность формулы (19) составляет $\sim 10\%$ при $R \rightarrow \infty$.

В [94] было предложено более простое аналитическое приближение для распределения плотности:

$$\rho(R) = \rho_0 R^{-0.855} \exp(-R^{1/4}). \quad (20)$$

Из этого выражения следует, что

$$M(\leq R) = M_0 \gamma(8.58, R^{1/4}), \quad (21)$$

где $M_0 = 16\pi\rho_0(r_e/\nu^4)^3$ и

$$M_{\text{tot}} = 1.65 \cdot 10^4 M_0. \quad (22)$$

В работе [94] приведены соответствующие таблицы для расчетов по формулам (20)–(21), а также сравнение с результатами [91].

В статье [95] предложен простой способ построения кривой вращения для описываемой законом Вокулера галактики. Скорость вращения сплюснутой галактики в экваториальной плоскости может быть представлена как

$$V^2(r) = 0.0172 f I_e r_e q C(\alpha, q_0), \quad (23)$$

где $V(r)$ выражена в км/с, f – отношение масса–светимость в солнечных единицах, I_e и r_e – эффективные поверхностная яркость (в $L_\odot/\text{пк}^2$) и радиус (в пк), $q = b/a$ – видимое сжатие галактики. Безразмерная функция $C(\alpha, q_0)$, где $\alpha = r/r_e$ и q_0 – истинное сжатие, определяет форму кривой вращения. Функция $C(\alpha, q_0)$ (безразмерная кривая вращения) для $q_0 = 0.4, 0.6, 0.8$ показана на рис. 13 (соответствующие таблицы приведены в [95]). Максимум кривой вращения достигается при $r/r_e \approx 0.27$. При этом максимальная скорость вращения составляет $V_{\text{max}} \approx \sqrt{0.06 f I_e r_e q}$ (км/с). При изменении истинного сжатия галактики от 0.4 до 0.8 максимальная скорость вращения уменьшается примерно на 15%.

4.2 Формула Серсика

Формулу Серсика [88], которая является обобщением закона Вокулера, часто записывают в следующем виде [96]:

$$I(r) = I_0 e^{-\nu_n \alpha^{1/n}}, \quad (24)$$

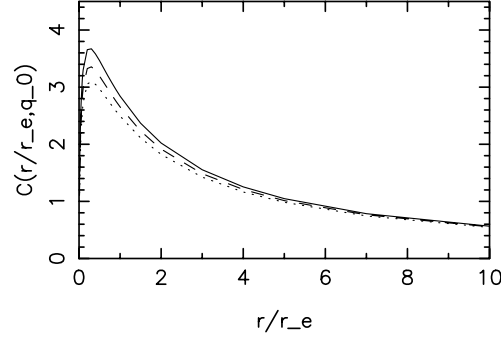


Рис. 13: Функция $C(\alpha, q_0)$ при $q_0 = 0.4$ (непрерывная кривая), $q_0 = 0.6$ (штриховая) и $q_0 = 0.8$ (пунктирная).

где I_0 – центральная поверхностная яркость, $\alpha = r/r_e$, n – положительное действительное число и ν_n – константа, выбираемая так, чтобы в пределах r_e излучалась половина полной светимости. В более похожем на закон Вокулера виде (формула (11)) ее можно записать так:

$$\frac{I(r)}{I_e} = \exp \left[-\nu_n \left(\left[\frac{r}{r_e} \right]^{1/n} - 1 \right) \right], \quad (25)$$

где $I_e = I_0 e^{-\nu_n}$. При $n = 4$ $\nu_4 = 7.66925$ и формула Серсика переходит в формулу Вокулера.

Распределение яркости, соответствующее формулам (24)–(25), можно представить так:

$$\mu(r) = \mu_0 + \frac{2.5\nu_n}{\ln 10} \left(\frac{r}{r_e} \right)^{1/n}. \quad (26)$$

При $n = 4$ формула (26) превращается в формулу (12). Из (26) следует, что эффективная поверхностная яркость ($\mu_e = \mu(r_e)$) для этой модели записывается как $\mu_e = \mu_0 + 2.5\nu_n/\ln 10$.

Светимость, излучаемая в пределах расстояния r от центра галактики, равна

$$L(\leq r) = \frac{2\pi n}{\nu_n^{2n}} \gamma(2n, \nu_n \alpha^{1/n}) I_0 r_e^2, \quad (27)$$

Таблица 5:
Точные значения коэффициента ν_n согласно [96]

n	ν_n	n	ν_n
1	1.67834699	6	11.6683632
2	3.67206075	7	13.6681146
3	5.67016119	8	15.6679295
4	7.66924944	9	17.6677864
5	9.66871461	10	19.6676724

где $\gamma(\eta, x) = \int_0^x e^{-t} t^{\eta-1} dt$ – неполная гамма-функция. Полная светимость:

$$L_T = \frac{2\pi n}{\nu_n^{2n}} \Gamma(2n) I_0 r_e^2, \quad (28)$$

где $\Gamma(\eta) = \gamma(\eta, \infty)$ – гамма-функция. Кривая относительной светимости:

$$k(\alpha) = L(\leq \alpha) / L_T = \frac{\gamma(2n, \nu_n \alpha^{1/n})}{\Gamma(2n)}. \quad (29)$$

Как несложно убедиться, при $n = 4$ формулы (9) и (28) совпадают. (Единственное различие состоит в том, что формула (9) записана для галактики с видимой эллиптичностью ϵ , а (28) – для объекта с круглыми изофотами. В случае, если изофоты галактики могут быть аппроксимированы эллипсами, уравнения (27) и (28) должны быть домножены на множитель $(1-\epsilon)$.)

Из определения эффективного радиуса r_e следует, что константа ν_n может быть найдена из уравнения $\gamma(2n, \nu_n) = \frac{1}{2} \Gamma(2n)$. Для $n = 1 \div 10$ точные значения ν_n приведены в табл. 5. В литературе опубликовано несколько интерполяционных зависимостей ν_n от n . В работе [96] показано, что

$$\nu_n = 2n - \frac{1}{3} + \frac{4}{405n} + \frac{46}{25515n^2} + O(n^{-3}) \quad (30)$$

с относительной погрешностью не более 10^{-6} . Формулы других авторов, как правило, сводятся к первым двум членам разложения (30).

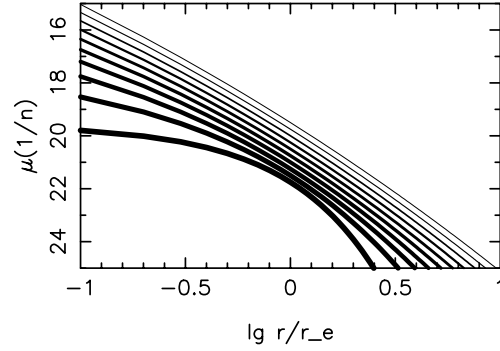


Рис. 14: Распределения поверхностной яркости для закона $r^{1/n}$ при $n = 1 \div 10$. Все модели имеют одинаковое значение r_e , эффективная поверхностная яркость изменяется как $\mu_e = 22.0 - 0.25n$. Самая жирная кривая соответствует модели с $n = 1$, самая тонкая – $n = 10$.

Яркие эллиптические галактики хорошо описываются законом Серсика при $n \sim 4$, карликовые эллиптические галактики и диски спиральных галактик – при $n \sim 1$, а балджи и эллиптические галактики промежуточных светимостей могут быть представлены формулой (24) при $1 \leq n \leq 4$. Примеры профилей яркости при разных значениях n показаны на рис. 14. На рисунке видно, что с ростом n профили становятся более протяженными и пологими.

В статье [97] приведено точное аналитическое решение (выраженное через G-функции Мейера) для трехмерного распределения плотности, которое в проекции приводит к закону Серсика и, как частный случай, к закону Вокулера (см. также [98]). Динамические свойства закона $r^{1/n}$ обсуждаются в работах [96, 97, 99, 100, 101].

4.3 Другие законы

- **Формула Рейнольдса–Хаббла и ее модификации**

Формулу Рейнольдса–Хаббла (2) можно записать в следующем виде:

$$I(r) = \frac{4I(r_0)}{(1 + r/r_0)^2}, \quad (31)$$

где r_0 – характерный масштаб, а $I(r_0)$ – поверхностная яркость

на расстоянии r_0 от ядра. Полная светимость круглой галактики в пределах расстояния r от ядра, следовательно, равна

$$L(\leq r) = 8\pi I(r_0)r_0^2 \int_0^\alpha \frac{x dx}{(1+x)^2} = 8\pi I(r_0)r_0^2 \left[\ln(1+\alpha) - \frac{\alpha}{1+\alpha} \right], \quad (32)$$

где $\alpha = r/r_0$. Как видно из (32), при $r \rightarrow \infty$ значение $L(\leq r)$ стремится к бесконечности.

Эта же проблема (бесконечная полная светимость) остается и у модифицированного закона Хаббла (Рейнольдса–Хаббла):

$$I(r) = \frac{I_0}{1 + (r/r_0)^2}, \quad (33)$$

для которого

$$L(\leq r) = \pi r_0^2 \ln[1 + (r/r_0)^2]. \quad (34)$$

Формула (33) примечательна тем, что пространственное распределение плотности светимости, дающее в проекции закон (33), является очень простым (см., например, [26]):

$$j(R) = \frac{j_0}{[1 + (R/r_0)^2]^{3/2}}, \quad (35)$$

где $j_0 = I_0/2r_0$.

Формула Хаббла–Эмлера является модификацией закона Рейнольдса–Хаббла (2):

$$I(r) = \frac{I_0}{(1 + r/r_0)^2} e^{-r^2/r_t^2}. \quad (36)$$

При $r > r_t$ поверхностная яркость быстро уменьшается, и в результате полная светимость объекта, описываемого законом (36), остается конечной. При $r_t \rightarrow \infty$ формула (36) переходит в (2).

• Закон Кинга

Формула Кинга [87] была введена для описания наблюдаемого распределения плотности в шаровых скоплениях. Позднее она неоднократно использовалась при моделировании распределения яркости эллиптических галактик [102].

Формула Кинга имеет следующий вид:

$$I(r) = K[(1 + [r/r_c]^2)^{-1/2} - (1 + [r_t/r]^2)^{-1/2}]^2, \quad (37)$$

где r_c – радиус ядра (значение яркости на этом расстоянии от центра в 2 раза, т. е. на $0.^m75$, слабее, чем при $r = 0$), r_t – приливной радиус и K – масштабный множитель. На основе параметров закона Кинга вводится параметр концентрации $c = \lg(r_t/r_c)$. Формула (37) описывает распределение плотности шаровых скоплений при $c = 0.75 - 1.75$ и распределение поверхностной яркости у эллиптических галактик при $c \geq 2.2$ [25].

Приливной радиус r_t определяет несколько условную границу галактики. Карликовые сфероидальные объекты действительно часто демонстрируют усеченные профили яркости. Нормальные эллиптические галактики как правило не показывают признаков приливного “обрезания” (см., например, рис. 11).

При $r \ll r_t$ (и $r_t \gg r_c$) формула Кинга близка к закону Рейнольдса–Хаббла. При $r \gg r_c$ соответствующим выбором значения приливного радиуса r_t можно добиться того, чтобы закон Кинга давал распределение яркости, близкое к закону $r^{1/4}$ Вокулера. Распределения яркости для законов Рейнольдса–Хаббла и Кинга сравниваются на рис. 15.

Динамические свойства модели Кинга обсуждаются, например, в [103].

• Формула Яффе

В отличие от предыдущих законов, формула Яффе была введена не для описания спроецированного распределения поверхностной яркости, а для представления трехмерного распределения плотности светимости. Эта формула имеет следующий вид [89]:

$$j(\xi) = \frac{1}{4\pi} \xi^{-2} (1 + \xi)^{-2}, \quad (38)$$

где $\xi = R/R_e$ и R_e – эффективный радиус для трехмерного распределения светимости (радиус сферы, внутри которой излучается половина полной светимости). Связь эффективных радиусов для трехмерного и спроецированного распределений яркости очень проста: $R_e = r_e/0.763$. Нормированная на 1 полная свети-

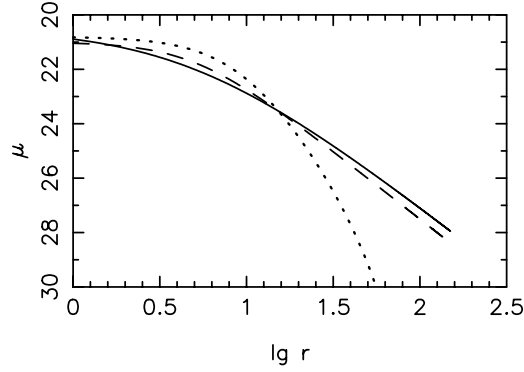


Рис. 15: Распределения поверхностной яркости для закона Рейнольдса–Хаббла (непрерывная кривая) и модифицированной формулы Рейнольдса–Хаббла (штриховая) при $r_0 = 5$. Пунктирная линия – формула Кинга при $c = 3.0$.

мость в пределах расстояния R от центра для формулы (38) равна $L(\leq R) = R/(1 + R)$.

Наблюдаемое распределение поверхностной яркости для объекта, удовлетворяющего закону Яффе, записывается в виде [89]:

$$I(\alpha) = \begin{cases} \frac{1}{4\alpha} + \left[\frac{1}{1-\alpha^2} - \frac{2-\alpha^2}{(1-\alpha^2)^{3/2}} \operatorname{arccosh}(\frac{1}{\alpha}) \right] / 2\pi & \text{при } \alpha < 1, \\ \frac{1}{4\alpha} + \left[\frac{1}{\alpha^2-1} - \frac{\alpha^2-2}{(\alpha^2-1)^{3/2}} \operatorname{arccos}(\frac{1}{\alpha}) \right] / 2\pi & \text{при } \alpha > 1, \end{cases}$$

где $\alpha = r/R_e = 0.763(r/r_e)$. В области $r/r_e \approx 0.1 \div 10$ формула Яффе дает близкое к закону Вокулера описание распределения поверхностной яркости [86].

При предположении, что галактика имеет постоянное отношение масса–светимость, формулу (38) можно преобразовать в соответствующее общее выражение для плотности:

$$\rho(R) = \frac{M}{4\pi R_0^3} \frac{R_0^4}{R^2(R + R_0)^2}, \quad (39)$$

где M – полная масса галактики, а R_0 – масштаб распределения плотности. Гравитационный потенциал, отвечающий такому рас-

пределению плотности, имеет очень простой вид [89, 104]:

$$\Phi(R) = \frac{GM}{R_0} \ln \frac{R}{R + R_0},$$

где G – гравитационная постоянная. Скорость вращения в модели Яффе при $R \ll R_0$ остается примерно постоянной, а при $R \gg R_0$ спадает по закону Кеплера: $V \propto R^{-1/2}$ [104].

• **Формула Хернквиста**

Хернквист [90] ввел распределение плотности, которое лучше, чем формула Яффе (38), аппроксимирует закон распределения яркости Вокулера (11):

$$\rho(R) = \frac{M}{2\pi} \frac{R_0}{R} \frac{1}{(R + R_0)^3}, \quad (40)$$

где M – полная масса галактики, а R_0 – масштаб распределения плотности. В модели Хернквиста полная масса в пределах расстояния R от центра равна

$$M(\leq R) = M \frac{R^2}{(R + R_0)^2}.$$

Радиус сферы, содержащей половину всей массы галактики, $R_e = (1 + \sqrt{2})R_0$. Потенциал, соответствующий распределению (40), равен

$$\Phi(R) = -\frac{GM}{R + R_0}.$$

Скорость вращения в модели Хернквиста выражается просто как

$$V(R) = \frac{\sqrt{GM R}}{R + R_0}.$$

При $R/R_0 \rightarrow \infty$ $V \propto R^{-1/2}$.

Наблюдаемое распределение поверхностной яркости для модели, описываемой законом (40), имеет вид

$$I(\alpha) = \frac{M}{2\pi R_0^2 f(1 - \alpha^2)^2} [(2 + \alpha^2)X(\alpha) - 3], \quad (41)$$

где $\alpha = r/R_0$, f – отношение масса–светимость галактики и

$$X(\alpha) = \begin{cases} (1 - \alpha^2)^{-1/2} \ln[(1 + \sqrt{1 - \alpha^2})/\alpha] & \text{при } 0 \leq \alpha \leq 1, \\ (\alpha^2 - 1)^{-1/2} \arccos(1/\alpha) & \text{при } 1 \leq \alpha \leq \infty. \end{cases}$$

В пределе при $\alpha \rightarrow 0$ $X(\alpha) \approx \ln \frac{2}{\alpha}$ и, следовательно,

$$I(\alpha) \approx \frac{M}{\pi R_0^2 f} \ln \frac{2}{\alpha}.$$

При $\alpha \rightarrow \infty$ $X(\alpha) \approx \frac{\pi}{2\alpha}$ и

$$I(\alpha) \approx \frac{M}{2\pi R_0^2 f} \frac{\pi}{2\alpha^3}.$$

Эффективный радиус для наблюдаемого распределения поверхностной яркости (поверхностной плотности) связан с эффективным радиусом трехмерного распределения светимости (плотности) соотношением $R_e = 1.330 r_e$. Для модели Яффе это отношение равно 1.311 (см. выше), для закона Вокулера – 1.35 [91].

В работе Хернквиста [90] показано, что распределение яркости (41) хорошо согласуется с законом Вокулера (11) в области $0.06 \leq r/r_e \leq 14.5$.

4.4 Центральные области галактик

Ядерные области галактик являются очень интересными объектами для исследований. Так, ядра ряда галактик демонстрируют признаки нетепловой активности (Sy, QSO и т. д.), центральные области многих галактик могут содержать сверхмассивные компактные объекты, влияющие на динамические процессы в их окрестности. Представления о структуре центральных областей галактик в последние годы претерпели существенные изменения. Космический телескоп имени Хаббла позволил исследовать эти области у нескольких десятков эллиптических галактик с ранее недоступным при наземных наблюдениях линейным разрешением в несколько парсек (см., например, [105, 106]).

В зависимости от наблюдаемого распределения поверхностной яркости различают два типа ядерных областей галактик ранних

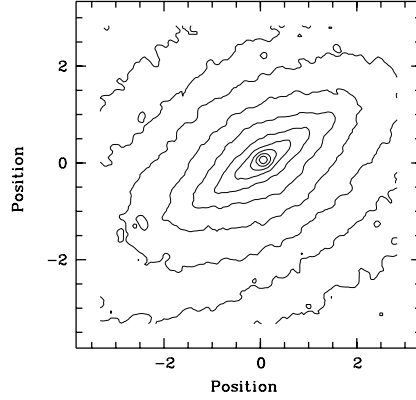


Рис. 16: Изофоты центральной области галактики NGC 3115. Изображение получено на КТ с помощью WFPC-1 в фильтре F555W ([105], <http://www.noao.edu/noao/staff/lauer/nuker.html>). Шаг изофот – $0^m.44$, единицы измерения – угл. сек. дуги.

типов [105, 106]. Если аппроксимировать профиль яркости степенным законом $I(r) \propto r^{-\gamma}$, то при $\gamma < 0.3$ считается, что галактика имеет "ядро", а при $\gamma > 0.5$ галактику относят к объектам со степенным законом распределения яркости. Пример галактики со степенным распределением яркости приведен на рис. 16. На рисунке наглядно видно сгущение изофот вблизи центра, свидетельствующее о быстром росте поверхностной яркости с уменьшением r . Профили яркости для галактик с разными типами центральных областей показаны на рис. 17.

Существование ядер – выделенных областей с более пологим по сравнению с окружением законом распределения яркости – в галактиках ранних типов обычно считалось нормой, поскольку их имеют простые динамические модели (например, изотермическая сфера). Если при $r = 0$ отсутствует компактная масса, то естественно предположить, что все физические величины вблизи этой точки должны изменяться плавно, без особенностей. Тогда распределение поверхностной яркости вблизи центра галактики можно разложить в ряд Тейлора: $I(r) = I_0 + I_1 r^2 + O(r^4)$. Такая галактика

имеет по определению Тримейна [107] “аналитическое ядро”. Радиус ядра r_c можно предельно из условия $I(r_c) = \frac{1}{2}I(0)$. Отметим, что условие $d \lg I / d \lg r \rightarrow 0$ при $r \rightarrow 0$ не является достаточным для того, чтобы галактика имела аналитическое ядро. Например, законы Рейнольдса–Хаббла (2) и Вокулера (11) удовлетворяют этому условию, но не имеют аналитических ядер. У изотермической сферы и модели Кинга (37) такие ядра есть. Наблюдения, выполненные на КТ, показали, что аналитические ядра у реальных галактик встречаются очень редко [108] и в большинстве случаев градиент поверхностной яркости существенно отличается от нуля при $r \rightarrow 0$.

Для описания распределения яркости в центральных областях эллиптических галактик в работах [105, 106] был предложен эмпирический закон, названный авторами “законом Нукера” (Nuker law)⁴. Закон Нукера записывается следующим образом:

$$I(r) = 2^{\frac{\beta-\gamma}{\alpha}} I_b \left(\frac{r_b}{r} \right)^{\gamma} \left[1 + \left(\frac{r}{r_b} \right)^{\alpha} \right]^{\frac{\gamma-\beta}{\alpha}}, \quad (42)$$

где α , β , γ , I_b , r_b – параметры. При $r \ll r_b$ формула (42) описывает центральный пик яркости ($I(r) \propto r^{-\gamma}$), при $r \gg r_b$ она описывает внешнюю область с более крутым градиентом яркости ($I(r) \propto r^{-\beta}$). Радиус r_b характеризует расстояние, где происходит переход от центральной области к внешней. Яркость I_b определяется как $I_b = I(r_b)$.

На рис. 17 показаны наблюдаемые распределения яркости для NGC 596 (галактика со степенным распределением яркости) и NGC 1399 (галактика с ядром) согласно [105]. Непрерывными линиями на рисунке показаны приближения данных формулой (42).

Закон (42) содержит многие из описанных ранее более простых формул в качестве частных случаев. Например, при $\alpha=1$, $\beta=2$ и $\gamma=0$ формула (42) переходит в закон Рейнольдса–Хаббла, при $\alpha=2$, $\beta=2$ и $\gamma=0$ получается модифицированный закон Хаббла. При определенных условиях из (42) можно получить также законы Вокулера

⁴Слово Nuker не имеет значения и не является аббревиатурой. Это просто условное название, используемое авторами предложенной эмпирической формулы.

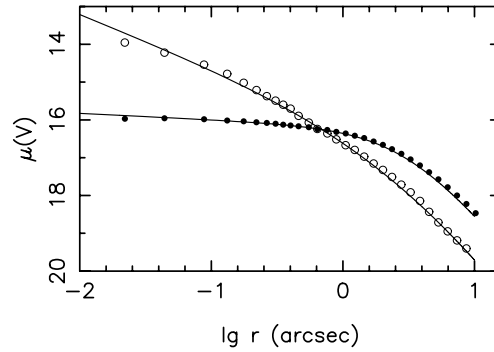


Рис. 17: Распределения яркости в центральных областях NGC 596 (кружки) и NGC 1399 (черные кружки) по наблюдениям на КТ [105]. Линии – результаты аппроксимации наблюдательных данных законом Нукера.

и Серсика [106]. Закон Нукера удобен не только для описания распределения поверхностной яркости в центральных областях галактик, но он также позволяет легко рассчитывать и соответствующие динамические характеристики модели.

В статье [109] исследуются соотношения между различными характеристиками центральных областей галактик. В частности, оказалось, что ядра ($\gamma < 0.3$) встречаются только в ярких галактиках с $M_V \leq -20.5$, а галактики со степенным законом в центре ($\gamma > 0.5$) в среднем слабее ($M_V \geq -22$). У галактик промежуточной светимости (от -20.5 до -22) встречаются оба типа профилей.

5 Стандартные модели дисковых галактик

В оптической структуре нормальных спиральных галактик можно выделить, как правило, две составляющие: центральную конденсацию (балдж), описываемую законом Вокулера или Серсика, и звездный диск. У спиральных галактик поздних морфологических типов (Sb и позднее) основной вклад в полную светимость дает

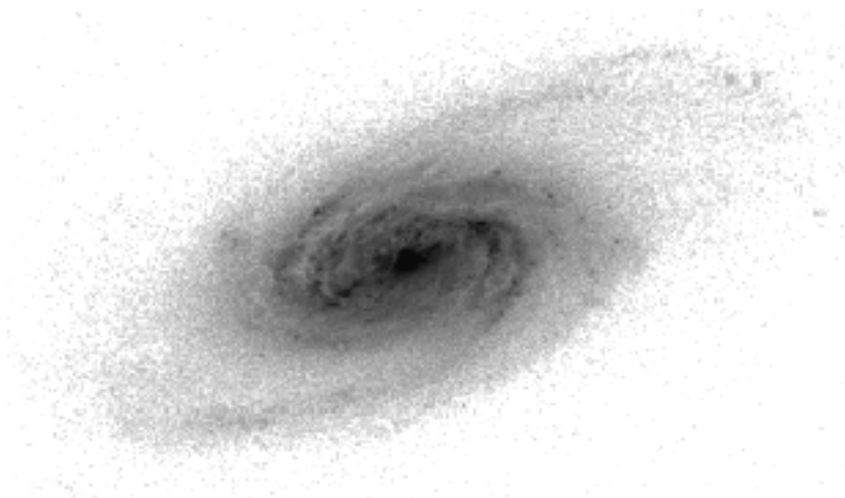


Рис. 18: Репродукция изображения спиральной галактики NGC 2903 в цветовой полосе g . (Изображение извлечено из Каталога цифровых изображений 113 близких галактик [110].)

диск. На рис. 18 показан пример типичной спиральной галактики позднего типа, в структуре которой доминирует звездный диск (согласно [111] эта галактика может являться двойником Млечного Пути).

5.1 Радиальное распределение поверхностной яркости

Сглаженное радиальное распределение поверхностной яркости в дисках спиральных галактик обычно аппроксимируется экспоненциальным законом [12, 13, 39]:

$$I(r) = I_0 e^{-r/h} \quad (43)$$

или

$$\mu(r) = \mu_0 + 1.0857 r/h, \quad (44)$$

где h — экспоненциальный масштаб диска, а I_0 , μ_0 — центральная поверхностная яркость. Как видно из (44), в координатах μ – r экс-

по экспоненциальный диск должен выглядеть как отрезок прямой линии с угловым коэффициентом, равным $1.0857/h$ (см. примеры на рис. 5, 6).

Светимость, излучаемая в пределах расстояния r от центра, равна

$$L(\leq r) = 2\pi I_0 h^2 [1 - (1 + r/h)e^{-r/h}], \quad (45)$$

а полная светимость

$$L_T = 2\pi I_0 h^2. \quad (46)$$

(Формулы (45)–(46) являются частными случаями формул (27)–(28) при $n = 1$.) Абсолютная звездная величина экспоненциального диска

$$M_{exp} = \mu_0 - 5 \lg h - 38.57, \quad (47)$$

где масштаб диска h выражен в килопарсеках.

Кривая относительной светимости экспоненциального диска, следовательно, может быть записана так:

$$k(\alpha) = L(\leq \alpha)/L_T = 1 - (1 + \alpha)e^{-\alpha}, \quad (48)$$

где $\alpha = r/h$. Из (48) следует, что половина полной светимости диска излучается в пределах $r_e = 1.67835h$. Соответствующее значение эффективной поверхностной яркости для диска $I_e = I_0 e^{-1.678} = 0.187 I_0$ или $\mu_e = \mu_0 + 1.822$. Используя эффективные параметры, полную светимость (46) можно переписать так: $L_T = 3.80332\pi I_e r_e^2$. Средняя поверхностная яркость в пределах эффективного радиуса диска равна $\langle I \rangle_e = 0.355 I_0$ или $\langle \mu \rangle_e = \mu_0 + 1.124$. Значения индексов концентрации (п. 3.2) составляют $C_{21} = 1.75$, $C_{32} = 1.60$.

На рис. 19 показаны результаты апертурной фотометрии близкой спиральной галактики позднего (Scd) морфологического типа М 33 (туманность Треугольника) согласно данным, приведенным в книге Шарова [112] и в каталоге [51]. Результаты измерений удовлетворительно согласуются с кривой относительной светимости для экспоненциального диска при $h = 9'$ и $V_T = 5.72^5$.

⁵Выпадающая точка с $A = 57'$ ($\lg A = 1.76$) и $V = 7.04$ – это данные Уитфорда 1936 года [9].

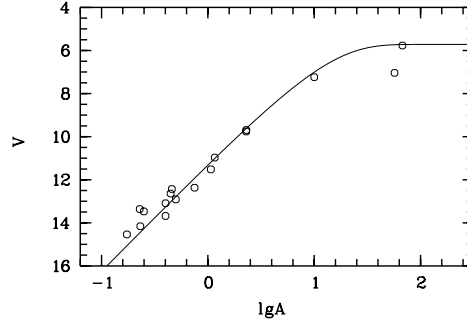


Рис. 19: Апертурная фотометрия спиральной галактики М 33 в цветовой полосе V согласно [112, 51] (кружки). Непрерывной линией показана кривая относительной светимости для экспоненциального диска (уравнение (48)) при $V_T = 5.72$ и $h = 9'$.

Если экспоненциальный диск виден в положении “с ребра” ($i = 90^\circ$) и является “прозрачным”, то распределение яркости вдоль его большой оси выражается как

$$I(r) = I_0 \frac{r}{h} K_1 \left(\frac{r}{h} \right), \quad (49)$$

где K_1 – модифицированная функция Бесселя первого порядка [113]. Вблизи центра диска при $r/h \ll 1$ уравнение (49) преобразуется в соотношение

$$I(r) \approx I_0 [1 + (r^2/2h^2) \ln(r/2h)]. \quad (50)$$

На большом расстоянии от центра ($r/h \gg 1$) имеем

$$I(r) \approx I_0 \sqrt{\pi r/2h} e^{-r/h} \left[1 + \frac{3}{8r/h} \right]. \quad (51)$$

Данные наблюдений (см., например, [113]) свидетельствуют о том, что вдали от центра при $r \geq r_{max} \approx 5h$ оптические диски галактик демонстрируют резкое падение поверхностной яркости, “обрыв”.

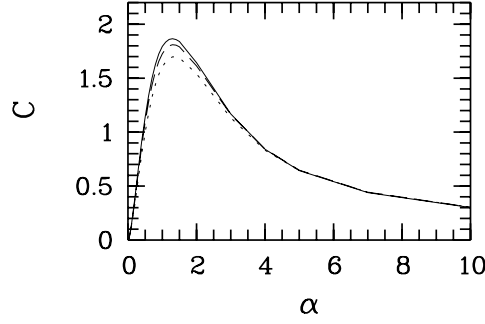


Рис. 20: Безразмерная кривая вращения для экспоненциального диска со сжатием 0.05 (непрерывная кривая), 0.1 (штриховая) и 0.2 (пунктирная).

Кривая вращения бесконечно тонкого диска с экспоненциальным распределением поверхностной плотности $\Sigma(r) = \Sigma_0 e^{-r/h}$:

$$V^2(r) = 4\pi G \Sigma_0 h y^2 [I_0(y)K_0(y) - I_1(y)K_1(y)], \quad (52)$$

где $y = r/2h$, а $I_{0,1}$ и $K_{0,1}$ – модифицированные функции Бесселя нулевого и первого порядка [39, 104]. Авторами статьи [114] предложена простая аналитическая аппроксимация уравнения (52):

$$V^2(x) = 1.1 \frac{GM_{\text{disk}}}{R_{\text{opt}}} \frac{1.97x^{1.22}}{(x^2 + 0.78^2)^{1.43}}, \quad (53)$$

где $M_{\text{disk}} = 2\pi\Sigma_0 h^2$ – полная масса диска, $R_{\text{opt}} = 3.2h$ – оптический радиус диска и $x = r/R_{\text{opt}}$. В области $0.04 \leq x \leq 2$ точность аппроксимации (53) не хуже 0.4% [114]. Кривая вращения экспоненциального диска достигает максимума, равного $V_{\text{max}} = 0.623\sqrt{GM_{\text{disk}}/h}$, при $r = 2.15h$ (см., например, [30]).

Реальные звездные диски галактик не являются бесконечно тонкими, а имеют конечную толщину. Учет толщины экспоненциального диска уменьшает его максимальную скорость вращения. В статье [95] для представления кривой вращения диска используется, как это было сделано для галактики, описываемой законом Вокулера, формула (23) (см. п. 4.1.2), в которой r_e – эффективный радиус экспоненциального диска ($1.678h$), а I_e – соответствующая

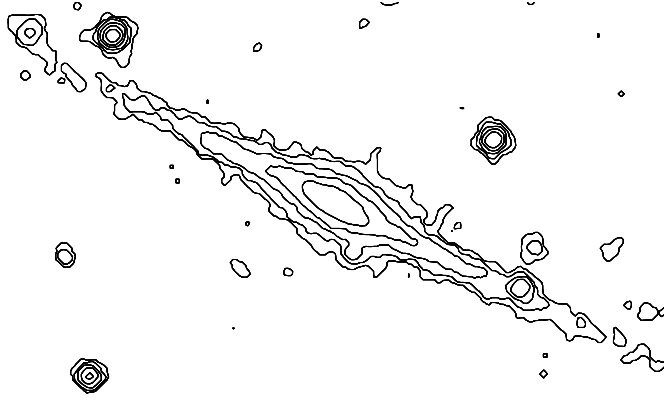


Рис. 21: Изофоты спиральной галактики UGC 11859 в цветовой полосе V согласно наблюдениям, опубликованным в [116].

эффективная поверхностная яркость ($I_e = I_0/5.355$). Безразмерная функция $C(\alpha, q_0)$ ($\alpha = r/r_e = r/1.678h$), определяющая форму кривой вращения, показана на рис. 20 для трех значений сжатия $q_0 : 0.05, 0.1, 0.2$. Изменение сжатия диска от 0.05 до 0.2 приводит к уменьшению значения V_{max} на $\approx 10\%$. Максимум кривой вращения достигается при $\alpha \approx 1.3$, $V_{max} \approx \sqrt{0.03fI_e r_e q}$ (км/с).

Отмеченный выше “обрыв” звездных дисков галактик при $r \approx r_{max}$ приводит к тому, что при приближении к r_{max} кривая вращения несколько возрастает, а затем при $r > r_{max}$ резко спадает [115].

5.2 Вертикальная структура дисков

Для описания распределения яркости в дисках видимых “с ребра” галактик (см. пример на рис. 21) в направлении, перпендикулярном их плоскости, часто применяют модель самогравитирующего изотермического слоя [117, 113], для которого

$$I(z) = I_0 \operatorname{sech}^2(z/z_0), \quad (54)$$

где z_0 – масштаб распределения яркости вдоль z -координаты (перпендикулярно плоскости) – рис. 22. В рамках этой модели мас-

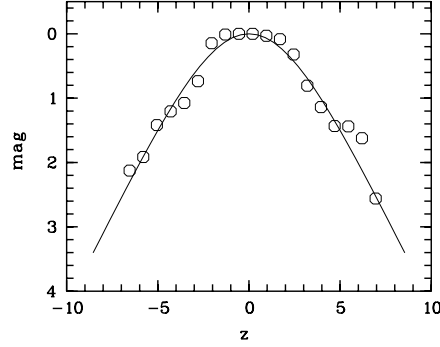


Рис. 22: Фотометрический разрез UGC 11859 (см. рис. 21) в фильтре I вдоль направления малой оси галактики на расстоянии половины оптического радиуса от ядра – кружки. (Ось ординат изображена в относительных звездных величинах, ось абсцисс – в угл. секундах.) Непрерывной линией показана аппроксимация данных формулой (54).

штаб распределения z_0 связан с вертикальной дисперсией скоростей звезд σ_z и их объемной $\rho(r, z)$ и поверхностной $\Sigma(r)$ плотностью: $\sigma_z^2(r) = 2\pi G \rho(r, 0) z_0^2 = \pi G \Sigma(r) z_0$.

Наблюдения в близкой инфракрасной области спектра показали, что у некоторых галактик вблизи плоскости $z = 0$ наблюдается избыток яркости по сравнению с формулой (54) (см., например, [118]). Такие объекты лучше описываются экспоненциальным законом:

$$I(z) = I_0 e^{-|z|/h_z}, \quad (55)$$

где h_z – экспоненциальный масштаб вдоль z -координаты. Вблизи от плоскости галактики ($z/z_0 \ll 1$) $\text{sech}^2(z/z_0) = \exp(-z^2/z_0^2)$. Вдали от плоскости ($z/z_0 \gg 1$) $\text{sech}^2(z/z_0) = 4 \exp(-2z/z_0)$ и, следовательно, законы (54) и (55) совпадают, причем $z_0 = 2h_z$. Дисперсия скоростей звезд в вертикальном направлении для диска (55) равна $\sigma_z^2(r) = 4\pi G h_z \Sigma(r) (1 - \frac{1}{2} \exp(-|z|/h_z))$ [118].

В статье [119] для описания вертикального распределения плотности в дисках галактик было предложено использовать более об-

щий закон:

$$\rho(z) = 2^{-2/n} \rho_0 \operatorname{sech}^{2/n}(nz/2z_0) \quad (n > 0). \quad (56)$$

Степень $2/n$ в (56) контролирует форму распределения плотности (и, соответственно, яркости) вблизи $z = 0$. При $n = 1$ формула (56) переходит в модель изотермического слоя, при $n = \infty$ – в экспоненциальный закон.

Для случая, когда $n = 2$, т.е. $I(z) \propto \operatorname{sech}(z/z_0^{sech})$, вдали от плоскости галактики выполняется соотношение $z_0 = \sqrt{2} z_0^{sech}$. Вертикальная дисперсия скоростей связана с вертикальным масштабом z_0^{sech} уравнением $\sigma_z^2(r) = 1.7051 \pi G \Sigma(r) z_0^{sech}$.

5.3 Трехмерные диски

С использованием (43) и (54) оптическую структуру дисков спиральных галактик можно представить в виде

$$I(r, z) = I(0, 0) e^{-r/h} \operatorname{sech}^2(z/z_0) \quad (r \leq r_{max}) \quad (57)$$

и $I(r, z) = 0$ при $r > r_{max}$.

Для простоты часто используют также представление в виде двойного экспоненциального диска:

$$I(r, z) = I(0, 0) e^{-r/h - |z|/h_z}. \quad (58)$$

Если диск (57) виден “плашмя” ($i = 0^\circ$), то его центральная поверхностная яркость

$$I_0^{face-on} = I(0, 0) \int_{-\infty}^{+\infty} \operatorname{sech}^2(z/z_0) dz = 2z_0 I(0, 0).$$

В положении “с ребра” ($i = 90^\circ$)

$$I_0^{edge-on} = 2h I(0, 0).$$

Следовательно, $I_0^{edge-on} = I_0^{face-on} h/z_0$ или

$$\mu_0^{edge-on} = \mu_0^{face-on} - 2.5 \lg \frac{h}{z_0}. \quad (59)$$

Аналогичным образом для диска (58) можно получить, что

$$\mu_0^{edge-on} = \mu_0^{face-on} - 2.5 \lg \frac{h}{h_z}. \quad (60)$$

Из (59), (60) следует, что если диски галактик свободны от поглощения (“прозрачны”), то наблюдаемые значения $\mu_0^{edge-on}$ должны быть ярче, чем $\mu_0^{face-on}$. У реальных галактик отношение $h/z_0 \approx 5$ [113] и, следовательно, разность центральных поверхностных яркостей дисков в положении “с ребра” и “плашмя” может достигать $1.^m5-2.^m$.

По этой же причине – интегрирование излучения вдоль луча зрения – диски видимых “с ребра” галактик будут иметь больший диаметр (если диаметр измерять в пределах фиксированного уровня поверхностной яркости). Например, если рассмотреть диск, описываемый уравнением (57), с $\mu_0^{face-on} = 21.7$ и $h/z_0 = 5$, то с помощью формулы (51) можно оценить, что его видимый диаметр, определяемый по изофоте $\mu = 25$, при изменении наклона от $i = 0^\circ$ до $i = 90^\circ$ увеличится на $\approx 90\%$. При измерении диаметра по изофоте $\mu = 26$ рост будет составлять $\approx 70\%$.

Когда галактика видна под произвольным углом к лучу зрения (т. е. $0^\circ < i < 90^\circ$), наблюдаемая центральная поверхностная яркость ее диска (μ_0^{obs}) обычно пересчитывается к значению, которое было бы у галактики в положении “плашмя” при отсутствии внутреннего поглощения [39]:

$$\mu_0^{face-on} = \mu_0^{obs} + 2.5 \lg \frac{a}{b}, \quad (61)$$

где a/b – отношение большой и малой полуосей диска. Вместо отношения a/b в (61) часто используют $\sec i = 1/\cos i$, где наклон i оценивают по формуле Хаббла (п. 3.2). (В случае бесконечно тонкого круглого диска $\cos i = b/a$.)

В работе [120] для исправления наблюдаемой центральной поверхностной яркости диска за наклон галактики, расположенной под большим углом к наблюдателю, предложена формула, которая может быть записана следующим образом:

$$I_0^{obs} / I_0^{face-on} = \frac{h}{h_z} \left[1 - \exp \left(-\frac{h_z}{h} \tan i \right) \right]. \quad (62)$$

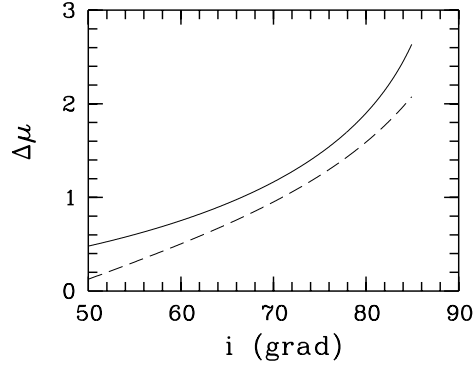


Рис. 23: Разность $\Delta\mu = \mu_0^{face-on} - \mu_0^{obs}$ для бесконечно тонкого диска согласно (61) ($i = \arccos b/a$) – непрерывная линия и поправка за наклон согласно (62) при $h/h_z = 10$ – штриховая.

Поправки за наклон, определяемые формулами (61) и (62), сравниваются на рис. 23. На рисунке видно, что учет толщины диска уменьшает значение поправки. При уменьшении отношения h_z/h формула (62) дает значения $\mu_0^{face-on} - \mu_0^{obs}$ очень близкие к найденным по (61) (при $i > 70^\circ$).

Приведенные выше формулы основываются на предположении, что диски галактик свободны от поглощения. Реальные спиральные галактики содержат значительное количество газа и пыли, и для них необходимо применять более сложные модели, учитывающие процессы поглощения и рассеяния излучения (см. далее п. 7).

6 Многокомпонентные галактики

В большей части случаев галактики являются составными системами, в крупномасштабной фотометрической структуре которых можно выделить несколько составляющих: диск, центральное сгущение – балдж, спиральные ветви, бар, кольцевые образования и т. д. В первом (или даже нулевом) приближении в структуре галактик выделяют две основные подсистемы – диск и балдж. При

этом предполагается, что мы заранее знаем, какими законами описывается распределение яркости в них. Например, еще Вокулер [13] заключил, что распределение яркости в спиральных галактиках может быть представлено законом вида $I(r) = A[f(r) + 1]e^{-r/h}$, где экспонента описывает диск галактики, а функция $f(r)$ характеризует ее балдж. Интересно отметить, что тип профиля галактики (описывается ли он законом Вокулера, экспоненциальным диском или суммой этих компонентов) зависит от полной светимости (массы) галактики [121]. Так, у галактик со светимостью в полосе H $L(H) < 10^{10} L_{\odot}$ профили, которые могут быть представлены законом Вокулера, практически не встречаются (независимо от морфологического типа галактики), а у объектов с $L(H) > 10^{10} L_{\odot}$ они доминируют [121].

Характерный пример распределения яркости в спиральной галактике показан на рис. 24. По мере приближения к центру NGC 5055 почти линейный рост значений μ в области диска галактики сменяется более быстрым ростом поверхностной яркости в ее балдже. Балдж галактики на рис. 24 выглядит как уединенная вершина на фоне более пологого рельефа. Эти же фотометрические компоненты наглядно видны и на рис. 5, на котором показан разрез M 31 вдоль ее большой оси. При $|r| \geq 10'$ в структуре галактики доминирует диск, в центральной области – балдж.

6.1 Разделение вкладов компонентов

• Двухкомпонентные галактики

При анализе фотометрической структуры галактик используют как одномерные профили яркости, так и двумерные распределения. Обычно предполагают, что звездный диск галактик может быть представлен экспоненциальным законом (43). Иногда рассматривается и более общий случай – экспоненциальный диск с внутренней и внешней границами. Например, Корменди [122] для описания диска с “дырой” в центре (такие диски иногда называют дисками “типа II” по Фриману [39]) предложил использовать функцию $I(r) = I_0 \exp[-(r/h + (r_h/r)^n)]$, где r_h – радиус области центральной депрессии яркости, а значение показателя степени n равно 3. Для представления балджа как правило используется закон Вокулера (11). Иногда также рассматривают экспоненциальный закон

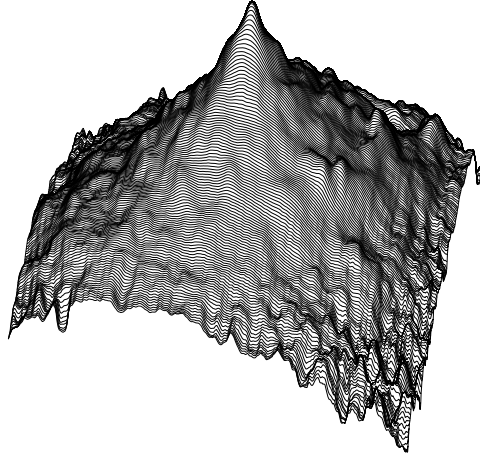


Рис. 24: Трехмерное представление распределения яркости в спиральной галактике NGC 5055 в фильтре g согласно [110]. Вдоль вертикальной оси изображены яркости в относительных звездных величинах.

(43) и закон Серсика (25). Следовательно, для построения модели двухкомпонентной галактики требуется найти, как минимум, 8 параметров: например, μ_e , r_e , q_{bul} , $P.A._{bul}$ и μ_0 , h , q_{disk} , $P.A._{disk}$, где q_{bul} , q_{disk} и $P.A._{bul}$, $P.A._{disk}$ — видимые сжатия балджа и диска и позиционные углы их больших осей.

При анализе одномерных профилей яркости сначала находят только 4 параметра (μ_e , r_e , и μ_0 , h), а затем оценивают видимые сжатия и позиционные углы больших осей балджа и диска (например, по картам изофот галактики или по профилям эллиптичности и ориентации изофот). Для нахождения параметров компонентов используют разные подходы, основанные, например, на сильном отличии градиентов яркости и сжатий балджа и диска и т.д. (см. обсуждение этого вопроса в обзоре [123]).

В работе Корменди [122] предложена простая итерационная схема, позволяющая легко выделить балдж и диск у спиральных галактик, для которых вклады этих компонентов сравнимы. На первом этапе фиксируются области профиля, где доминируют диск и

балдж соответственно. В области, где основной вклад в наблюдаемую поверхностную яркость галактики дает диск (эта область на профиле $\mu(r)$ должна выглядеть как прямолинейный отрезок – см. п. 5.1), определяются характеристики диска (μ_0, h). Затем распределение яркости диска экстраполируется в область, где доминирует балдж, вклад диска вычитается и находится первое приближение для параметров балджа (μ_e, r_e). Далее распределение яркости балджа экстраполируется в область диска, вклад балджа вычитается и вычисляется второе приближение для параметров диска. Затем процедура повторяется до тех пор, пока характеристики балджа и диска не перестают изменяться. Как правило, для определения параметров компонентов требуется не более 10 таких итераций [122].

Корменди [122] рассмотрел также другой подход, в котором нелинейный метод наименьших квадратов используется для одновременного нахождения характеристик балджа и диска галактики. Оба этих подхода с различными вариациями применяются и в настоящее время (см., например, [124, 125]). Для большей части нормальных спиральных галактик, в которых ни одна из фотометрических составляющих не доминирует, они дают сходные результаты. На рис. 25 показаны результаты разложения фотометрического разреза М 31 вдоль большой оси, полученные автором с помощью алгоритма, близкого к описанному в статье [124]. На этом рисунке хорошо видно, что разрезы реальных галактик демонстрируют заметный разброс, связанный как с ошибками фотометрии, так и с наличием разных локальных структур (спиральных ветвей, областей звездообразования и т. д.). Все это существенно ограничивает точность определяемых из анализа индивидуальных разрезов фотометрических параметров. В работе [126], например, показано, что разброс значений экспоненциального масштаба диска (h) для одной и той же галактики достигает по данным разных авторов $\sim 20\%$.

Двумерная декомпозиция, при которой анализируется все изображение галактики, позволяет получать более надежные результаты по сравнению с анализом одномерных профилей [127]. В этом случае нет ошибок, связанных с процедурой построения одномерного профиля (п. 3.1), возможное отличие видимых сжатий и позиционных углов больших осей балджа и диска не влияет на конечные результаты (эти параметры находятся при декомпозиции), влияние локальных неоднородностей и шума уменьшается. Влияние “каче-

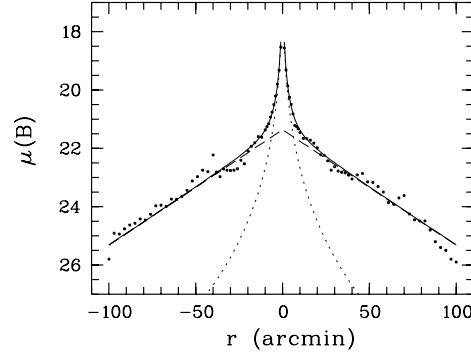


Рис. 25: Результат разложения фотометрического разреза М 31 вдоль большой оси (см. рис. 5). Точками показаны наблюдательные данные, штриховыми линиями – распределение яркости в диске, пунктирными – в балдже галактики. Непрерывной линией показано модельное распределение яркости (диск+балдж).

ства изображения” (атмосферного размытия) на результаты декомпозиции обсуждается в работах [125, 128] (см. также п. 2.2.2).

Выше были кратко описаны методы фотометрической декомпозиции, основанные на задании фиксированных законов распределения яркости, которыми, как предполагается заранее, описываются крупномасштабные подсистемы галактик. Существуют менее формальные подходы, позволяющие при определенных предположениях не только находить вклады фотометрических компонентов, но и сами законы, которыми они описываются. Один из таких методов был предложен Кентом [129].

Пусть балдж и диск галактики имеют в проекции эллиптические изофоты с постоянным сжатием q_{bul} ($f_{bul} = 1/q_{bul}$) и q_{disk} ($f_{disk} = 1/q_{disk}$) соответственно и пусть $I_{bul}(r)$ и $I_{disk}(r)$ – распределения яркости вдоль больших осей балджа и диска. Тогда распределения яркости вдоль большой и малой осей галактики могут быть записаны так:

$$\begin{aligned} I_{major}(r) &= I_{bul}(r) + I_{disk}(r), \\ I_{minor}(r) &= I_{bul}(f_{bul} \cdot r) + I_{disk}(f_{disk} \cdot r). \end{aligned}$$

Введем функцию

$$w(r) = I_{minor}(r) - I_{major}(f_{disk} \cdot r)$$

и тогда

$$I_{bul}(r) = w(r/f_{bul}) - I_{bul}(f_{disk} \cdot r/f_{bul}). \quad (63)$$

Если диск более сплюснут, чем балдж ($q_{disk} < q_{bul}$ — это условие выполняется для большинства галактик), то уравнение (63) может быть использовано для нахождения распределений яркости в балдже и диске. Видимые сжатия q_{disk} и q_{bul} оцениваются из профиля эллиптичности галактики (п. 3.1). Функция $w(r)$ строится по наблюдаемым разрезам галактики вдоль большой и малой осей. Затем в качестве первого приближения берется $I_{bul}(r) = w(r)$, подставляется в правую часть уравнения (63) и находится новое приближение для $I_{bul}(r)$. Через несколько итераций находится окончательный вид функции $I_{bul}(r)$ и соответственно $I_{disk}(r)$. Описанная процедура, естественно, чувствительна к выбору сжатий диска и балджа, а также подразумевает одинаковую ориентацию их больших осей. Метод Кента [129] получил дальнейшее развитие и обобщение в ряде работ (например, [130, 131, 132]).

Грубую оценку относительного вклада балджа и диска (независимую от формы распределения яркости в них) можно получить из интегрального показателя цвета галактики. Очевидно, что если две подсистемы имеют сильно различающиеся цвета, то суммарный показатель цвета будет отражать соотношение между диском и балджем. Рассмотрим для примера показатель цвета $B - V$. Отношение полных светимостей балджа и диска галактики в цветовой полосе B может быть представлено как

$$B/D = -\frac{1 - 10^{0.4(K_D - K_T)}}{1 - 10^{0.4(K_B - K_T)}}, \quad (64)$$

где K_D — это показатель цвета $B - V$ диска, K_B — балджа и K_T — галактики в целом. Приняв, что $K_D = +0.5$, $K_B = +1.0$ и взяв Sa галактику с $B - V = K_T = +0.74$ [133], из (64) получаем $B/D = 0.73$. Эта оценка практически совпадает со средним значением отношения B/D в фильтре B для Sa галактик согласно [134] — 0.68. Очевидно, что “цветовая декомпозиция” может применяться лишь для относительно нормальных спиралей, у которых вклады балджа и диска сопоставимы.

- **Многокомпонентные галактики**

Во многих случаях двух фотометрических подсистем для описания структуры галактики недостаточно. К примеру, не менее половины всех спиральных галактик, включая Млечный Путь, могут иметь бары [135], часто встречаются внутренние и внешние кольцевые структуры [136], линзы и т. д. Заметный вклад в полную светимость галактики могут давать спиральные ветви.

Наиболее распространенной и простой моделью бара является его представление в виде сплюснутого эллиптического диска с распределением поверхностной яркости

$$I_{bar}(x, y) = I_{0,bar} \sqrt{1 - (x/a_{bar})^2 - (y/b_{bar})^2}, \quad (65)$$

где $I_{0,bar}$ — центральная поверхностная яркость бара, а a_{bar} и b_{bar} — его большая и малая полуоси ($x \leq a_{bar}$, $y \leq b_{bar}$). Такое описание бара называют баром Фримана [137].

В статье [138] для описания распределения поверхностной яркости вдоль большой оси бара использовано выражение $I_{bar}(r) = I_{0,bar}/(1 + \exp(\frac{r-\alpha}{\beta}))$ (α и β — параметры), а для распределения вдоль малой оси — функция Гаусса. В работе [139] фотометрические бары были представлены трехосными эллипсоидами, описываемыми потенциалом Феррера [104].

Для линз характерно более пологое, чем у балджей и дисков, распределение яркости и относительно четкая внешняя граница. В качестве простой аналитической аппроксимации линз можно использовать следующее выражение [140]: $I_{lens}(r) = I_{0,lens}/(1 - (r/r_l)^2)$, где $I_{0,lens}$ — центральная поверхностная яркость линзы, а r_l — ее размер ($r \leq r_l$).

Распределение яркости в кольцевых структурах часто описывается функцией Гаусса: $I_{ring}(r) = I_0 \exp(-\frac{1}{2}[\frac{r-r_0}{\sigma}]^2)$, где r_0 — радиус кольца, I_0 — поверхностная яркость при $r = r_0$, а параметр σ характеризует ширину кольца.

Другой подход к моделированию фотометрической структуры многокомпонентных объектов состоит в том, что наблюдаемое распределение яркости описывается просто как сумма двухмерных функций Гаусса. Такое формальное представление позволяет относительно легко определить ряд динамических и фотометрических

характеристик галактики. Подробное обсуждение этого подхода см. в работе [141].

Для полного описания фотометрической структуры многокомпонентной галактики требуется определить значения более десятка параметров. Кроме того, необходимо учитывать дискретность реальных изображений галактик и влияние атмосферного размытия. Поэтому процедура декомпозиции таких объектов сложна и часто не вполне однозначна (см. обсуждение этих вопросов в [139, 142]).

6.2 Фотометрические параметры

Рассмотрим в рамках простейшей двухкомпонентной фотометрической модели галактики введенные ранее (п. 3.2) стандартные параметры.

Пусть галактика имеет круглые изофоты и состоит из двух подсистем – балджа, описываемого законом Вокулера (11), и экспоненциального диска (43). Полная (асимптотическая) светимость такой галактики (см. пп. 4.1.1 и 5.1) равна

$$L_T = L_{bul} + L_{disk} = 2\pi(3.6073I_e r_e^2 + I_0 h^2). \quad (66)$$

Если галактика видна под углом и ее изофоты могут быть представлены эллипсами, то полные светимости балджа и диска в (66) должны быть домножены на средние видимые сжатия (b/a) балджа и диска соответственно.

Отношение полных светимостей балджа и диска (оно обычно обозначается B/D):

$$B/D = 3.6073 \frac{I_e}{I_0} \left(\frac{r_e}{h} \right)^2. \quad (67)$$

Кривая относительной светимости $k(r)$ определяет долю полной светимости галактики, излучаемую в пределах данного расстояния от ядра (п. 3.2). Выражения для $k(r)$ для балджа и диска приведены в пп. 4.1.1 и 5.1 (формулы (10) и (48)). Кривую относительной светимости для галактики в целом можно записать в виде линейной комбинации кривых для диска и балджа:

$$k(r) = \frac{B/D}{1 + B/D} k_{bul}(r) + \frac{1}{1 + B/D} k_{disk}(r). \quad (68)$$

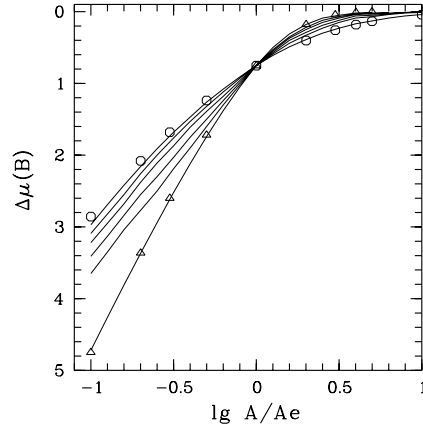


Рис. 26: Нормированные кривые относительной светимости для галактик разных морфологических типов в полосе B согласно RC3. В левой части рисунка кривые соответствуют галактикам (сверху вниз) E ($T=-5$), S0 ($T=-1$), Sa ($T=1$), Sb ($T=3$), Sc ($T=5$) и Im ($T=10$) типов. Кругами показана зависимость для закона Вокулера (уравнение (10), табл. 4), треугольниками – для экспоненциального диска (уравнение (48)).

Очевидно, что при $B/D \rightarrow 0$ (дисковая галактика) $k(r) \rightarrow k_{disk}(r)$, а при $B/D \rightarrow \infty$ (эллиптическая галактика) $k(r) \rightarrow k_{bul}(r)$.

Как отмечалось в п. 3.2, кривые относительных светимостей часто представляют в нормированном виде. На рис. 26 приведены стандартные кривые, полученные усреднением наблюдательных данных для нормальных галактик разных типов согласно каталогу RC3 [143]. Как видно на рисунке, усредненные данные для эллиптических галактик и галактик поздних типов согласуются с модельными зависимостями для формулы Вокулера и экспоненциального закона. Кривые для галактик промежуточных типов находятся между этими предельными случаями. В работе [144] предлагается использовать нормированные кривые (или, что почти то же самое, “кривые роста” (см. п. 3.2)) для определения интегральных характеристик балджей и дисков и величины B/D . Следовательно, анализ этих кривых может рассматриваться как еще один метод фотометрической декомпозиции (п. 6.1).

В [145] анализируется форма кривых относительной светимости для галактик разных типов на более обширном, чем это было сделано в RC3, материале. В этой работе было предложено использовать нормированные кривые относительной светимости в виде следующей линейной комбинации:

$$k(\alpha, T_{ph}) = (2/3 - T_{ph}/15)k_{bul}(\alpha) + (1/3 + T_{ph}/15)k_{disk}(\alpha),$$

где $\alpha = A/A_e$ (п.3.2), а T_{ph} – фотометрический тип галактики (статистически параметр T_{ph} близок к морфологическому типу T^6). Очевидно, что этот подход почти совпадает с представленным формулой (68), поскольку отношение B/D изменяется с типом галактики. В статье [147] рассмотрены кривые относительной светимости в близкой инфракрасной области спектра (в фильтрах J , H , K).

Индексы концентрации C_{21} и C_{32} характеризуют распределение поверхностной яркости галактики и коррелируют с ее морфологическим типом и отношением B/D (п.3.2). На рис. 27 изображено распределение индексов концентрации галактик в скоплении Дева на плоскости C_{21} – C_{32} по данным [148]. Линиями показаны зависимости для индексов концентрации при разных значениях B/D и r_e/h для рассматриваемой двухкомпонентной модели согласно [71]. Вдоль каждого модельного “трека” отношение B/D пробегает значения от 0 (точка S на рисунке) до $+\infty$ (точка E). Как видно на рисунке, двухкомпонентная модель хорошо объясняет расположение и разброс характеристик реальных галактик на плоскости C_{21} – C_{32} . Отметим также, что индексы концентрации галактик не заполняют промежуток между теоретическими значениями для экспоненциального диска (S) и для закона Вокулера (E), а в зависимости

⁶Здесь и далее будет широко использоваться понятие морфологического типа галактики и характеризующего его числового индекса T (определение T см. в каталоге RC3). Следует помнить, что морфологический тип не является объективной физической характеристикой галактики. Приведенные в каталогах и базах данных оценки типа основаны как правило на визуальной классификации, точность которой зависит как от наблюдателя, так и от качества используемого материала. Очень поучительный эксперимент был описан в работе [146]. Шести независимым экспертам (в их число входили авторы каталога RC3) было предложено проклассифицировать одну и ту же выборку галактик. Оказалось, что индивидуальные оценки T согласуются со средней ошибкой ~ 2 подтипа (!), т.е. даже ведущие специалисты могут отнести один объект и к типу Sa и к Sb.

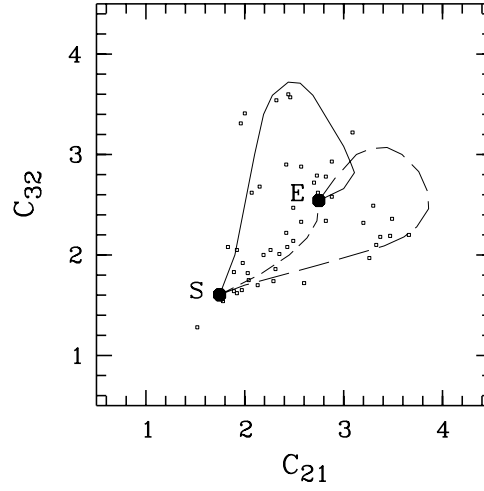


Рис. 27: Распределение индексов концентрации галактик в фильтре V из работы [148] (маленькие кружки). Черными кружками показаны ожидаемые значения для экспоненциального диска (S) и закона Вокулера (E). Сплошная кривая – модельная зависимость для двухкомпонентной галактики с $r_e/h = 10$, кривая из коротких штрихов – $r_e/h = 1$, кривая из длинных штрихов – $r_e/h = 0.2$.

от значений B/D и r_e/h располагаются на плоскости C_{21} – C_{32} с довольно большим разбросом. В работе [71] с учетом эмпирического соотношения между r_e/h и B/D рассчитаны модельные индексы концентрации для галактик разных морфологических типов.

Различные варианты индексов концентрации в последние годы активно используются для автоматической классификации далеких слабых галактик, наблюдаемых на Космическом телескопе им. Хаббла (например, [74]), а также при изучении скоплений галактик [149].

7 Влияние пыли на фотометрическую структуру галактик

В описанных ранее в пп. 4–6 моделях предполагалось, что галактики являются “прозрачными”. Реальные галактики содержат межзвездную среду и, в частности, пыль, которая, составляя относительно небольшую долю их полной массы, может существенно модифицировать наблюдаемые фотометрические характеристики и распределение яркости. На рис. 28 приведено изображение видимой почти “с ребра” спиральной галактики NGC 891, у которой мощная полоса поглощения проецируется на большую ось и, естественно, заметно искажает распределение поверхностной яркости. Пыль присутствует в галактиках всех морфологических типов (даже в эллиптических), причем ее относительная масса увеличивается в среднем при переходе к более поздним типам⁷.

До конца восьмидесятых годов наиболее распространенным было представление о том, что внутреннее поглощение в галактиках мало и галактики практически “прозрачны” в оптическом диапазоне. Например, Хольмберг [150], рассмотрев тест “поверхностная яркость – наклон к лучу зрения” для 119 спиральных галактик, пришел к выводу о малой оптической толщине спиралей. Однако в [151] было показано, что данные Хольмберга могут быть успешно интерпретированы и в том случае, если галактики являются оптически толстыми. В 1990 году появилась работа [152], в которой на основе анализа данных о поверхностных яркостях ~ 16000 галактик был сделан вывод о том, что спиральные галактики являются практически “непрозрачными” в пределах своих оптических дисков⁸. В девяностых годах вопрос о внутреннем поглощении в галактиках

⁷Неожиданная точка зрения на проблему пыли высказана Станиславом Лемом: “Астрофизики годами ломают себе голову над причиной неравномерного распределения космической пыли в различных галактиках. Я думаю, что разгадка проста – чем выше цивилизация галактики, тем больше там намусорено, отсюда вся эта пыль, сор и отбросы. Эта проблема не столько для астрофизиков, сколько для дворников”.

⁸Как неоднократно отмечалось в литературе, этот вывод противоречит простому наблюдательному факту, состоящему в том, что мы имеем прекрасную возможность наблюдать внегалактические объекты, находясь внутри диска Млечного Пути – типичной спиральной галактики.

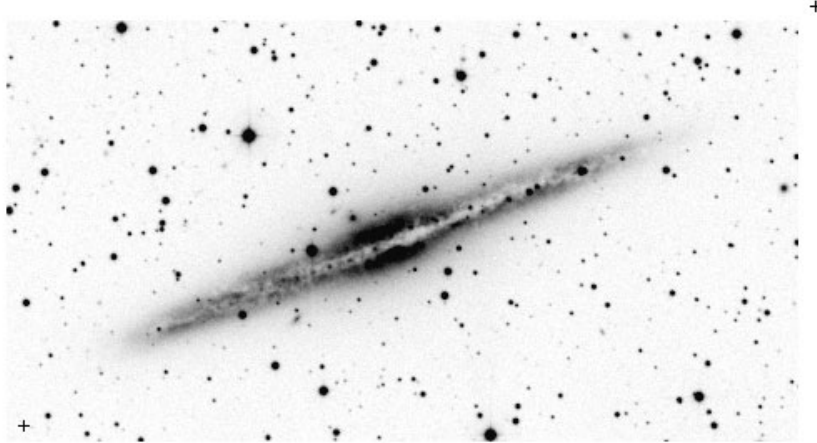


Рис. 28: Спиральная галактика NGC 891 (DSS).

обсуждался очень активно (см., например, [153]). В настоящее время принято, что спиральные галактики не являются оптически тонкими (особенно в центральных областях), однако с удалением от центра поглощение в дисках галактик быстро падает.

В следующих разделах будут описаны наиболее распространенные модели учета поглощения пылью в галактиках разных типов.

7.1 Модели распределения пыли

Рассмотрим, следуя в основном работе Диснея и др. [151], разные модели распределения звезд и пыли. Отметим, что в используемом далее простом подходе рассеяние излучения отдельно не рассматривается. Под поглощением будут пониматься суммарные потери излучения по пути к наблюдателю (как за счет поглощения, так и за счет рассеяния).

- **Поглощающий экран**

Наиболее простая модель поглощения состоит в том, что между наблюдателем и галактикой находится слой из поглощающего вещества. При отсутствии рассеяния наблюдаемая поверхностная

яркость галактики равна $I = I^0 e^{-\tau}$ (закон Бугера), где I^0 – неискаженная поглощением яркость диска, а τ – оптическая толщина поглощающего слоя вдоль луча зрения (величины яркостей и τ относятся, естественно, к фиксированной длине волны). Величина поглощения в звездных величинах связана с оптической толщиной выражением

$$A = -2.5 \lg \frac{I}{I^0} = 1.086 \tau. \quad (69)$$

• Однородный слой

Рассмотрим плоский слой толщиной H , в котором равномерно перемешаны звезды и пыль. Пусть ϵ_* – полная светимость звезд диска в единице объема, а l – средняя длина свободного пробега фотонов, идущих от звезд, без учета поглощения. Тогда в положении “плашмя” поверхностная яркость такого слоя равна

$$I(i = 0^\circ) = \int_0^H \epsilon_* e^{-x/l} dx = \epsilon_* l [1 - e^{-\tau}], \quad (70)$$

где $\tau = H/l$ – полная оптическая толщина слоя. При $\tau \ll 1$ (оптически тонкий слой) из формулы (70) следует, что $I(i = 0^\circ) = \epsilon_* H$, при $\tau \gg 1$ $I(i = 0^\circ) = \epsilon_* l$.

Если слой расположен под углом i к наблюдателю, то выражение (70) модифицируется следующим образом:

$$I(i) = \epsilon_* l [1 - e^{-\tau \sec i}]. \quad (71)$$

Если слой оптически толстый ($\tau \gg 1$), его поверхностная яркость не зависит от наклона: $I(i) = I(i = 0^\circ) = \epsilon_* l$. Если же слой (диск галактики) является оптически тонким, то его поверхностная яркость должна увеличиваться с ростом i : $I(i) = \epsilon_* H \sec i = I(i = 0^\circ) \sec i$. Последнюю формулу можно переписать как $\mu_0^{obs} = \mu_0^{face-on} - 2.5 \lg \sec i$ (см. (61)).

Сравнивая поверхностные яркости слоя при наличии пыли и без нее, можно найти связь между оптической толщиной и величиной поглощения в звездных величинах:

$$A = -2.5 \lg \frac{\epsilon_* l [1 - e^{-\tau}]}{\epsilon_* H} = -2.5 \lg \frac{1 - e^{-\tau}}{\tau}. \quad (72)$$

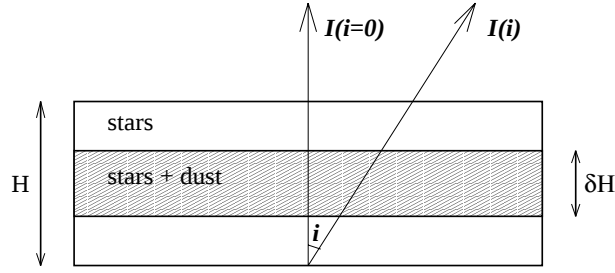


Рис. 29: Схема модели сэндвича.

При фиксированной оптической толщине поглощающего слоя модель экрана приводит к гораздо большему поглощению, чем модель диска с равномерно перемешанными звездами и пылью. Например, при $\tau = 5$ из формулы (69) следует, что $A = 5.^m4$, а (72) приводит к значению $A = 1.^m75$.

• Модель сэндвича

В этой модели в центре звездного диска толщиной H находится слой с относительной толщиной δ (полная толщина этого слоя равна, следовательно, δH), в котором равномерно перемешаны звезды и пыль (рис. 29). При $\delta = 1$ эта модель переходит в описанную ранее модель однородного слоя. Полная оптическая толщина сэндвича $\tau = \delta H/l$.

Если мы рассмотрим оптически толстый сэндвич, то часть диска галактики под поглощающим слоем будет полностью скрыта от наблюдателя. Область диска над этим слоем будет видна без помех и, кроме того, мы будем принимать излучение из слоя пыли вплоть до глубины l . Следовательно, наблюдаемая поверхностная яркость модели будет равна $I(i = 0^\circ) \approx \epsilon_* H(1 - \delta)/2 + \epsilon_* l$. При отсутствии поглощения ($\tau = 0$) $I(i = 0^\circ) = \epsilon_* H$. Таким образом, $A = -2.5 \lg[(1 - \delta)/2 + \delta/\tau]$ (при $\tau \gg 1$).

Если рассмотреть модельную галактику под углом i , то интегрирование вдоль луча зрения приводит к следующему выражению

для наблюдаемой поверхностной яркости [154, 155, 151]:

$$I(i) = \epsilon_* H \sec i \left[\frac{1-\delta}{2} (1 + e^{-\tau \sec i}) + \frac{\delta}{\tau \sec i} (1 - e^{-\tau \sec i}) \right]. \quad (73)$$

Для оптически толстого сэндвича с $\delta = 0.5$ можно получить, что $I(i) \approx \epsilon_* H \sec i / 4 = I(i = 0^\circ) \sec i / 4$. Следовательно, характер изменения поверхностной яркости будет таким же, как у оптически тонкого однородного слоя толщиной $H/4$ (область такой толщины находится над поглощающим слоем).

Если диск галактики виден “плашмя”, то в модели сэндвича оптическая толщина и величина поглощения в звездных величинах связаны следующим соотношением (см. (73)):

$$A = -2.5 \lg \left[\frac{1-\delta}{2} (1 + e^{-\tau}) + \frac{\delta}{\tau} (1 - e^{-\tau}) \right]. \quad (74)$$

Модификация модели, в которой часть пыли сосредоточена в тонком слое в плоскости симметрии галактики, а другая часть распределена по всему ее объему, рассмотрена в работе [156].

На рис. 30 сравниваются соотношения между A и τ для описанных выше моделей [151]. Очевидно, что в зависимости от распределения поглощающей среды фиксированному значению оптической толщины пыли могут соответствовать сильно различающиеся значения поглощения. На рисунке также хорошо видно, что более широкое распределение пыли в направлении, перпендикулярном плоскости диска галактики, приводит к большему поглощению.

• Тройная экспоненциальная модель

В предыдущих моделях распределения звезд и пыли не меняются в радиальном и вертикальном направлениях и, следовательно, их результаты могут использоваться лишь локально. Тройная экспоненциальная модель является существенно лучшим приближением к описанию структуры реальных галактик.

Предположим, что радиальные распределения звезд и пыли описываются экспоненциальным законом (43) с одинаковым масштабом h . Пусть вертикальные распределения также являются экспоненциальными, причем z_* — масштаб распределения звезд в вертикальном направлении, а $z_d = \delta z_*$ — соответствующий масштаб

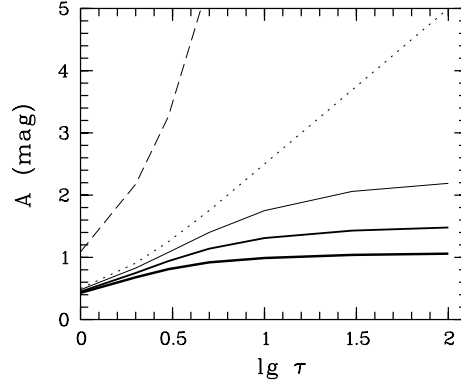


Рис. 30: Зависимость величины поглощения (в зв. вел.) от оптической толщины для видимых “плашмя” моделей: штриховая кривая – поглощающий экран; пунктирная – однородный слой; непрерывные линии – модель сэндвича с $\delta = 0.75$ (тонкая линия), $\delta = 0.50$ (более толстая линия), $\delta = 0.25$ (самая толстая непрерывная линия).

для пыли (см. п. 5.3). Для того чтобы найти результирующее распределение поверхностной яркости, необходимо в каждой точке диска галактики решить уравнение переноса излучения. Если диск является тонким ($z_* \ll h$), то при $i \leq 80^\circ$ эта задача имеет следующее аналитическое решение [151]:

$$I(r) = 2I(0, 0)z_* \frac{\theta}{\cos i} e^{-r/h}, \quad (75)$$

где

$$\theta = e^{-\tau} \left[1 + \frac{\tau^2}{(\delta + 1)(\delta + 2)} + \frac{\tau^4}{(\delta + 1)(\delta + 2)(\delta + 3)(\delta + 4)} \dots \right], \quad (76)$$

$$\delta = z_d/z_* = \left(\frac{\sin i}{h} + \frac{\cos i}{z_*} \right) / \left(\frac{\sin i}{h} + \frac{\cos i}{z_d} \right) \quad (77)$$

и

$$\tau = \frac{\tau_0}{\cos i} e^{-r/h} \quad (78)$$

(τ_0 – оптическая толщина центра диска при $i = 0^\circ$).

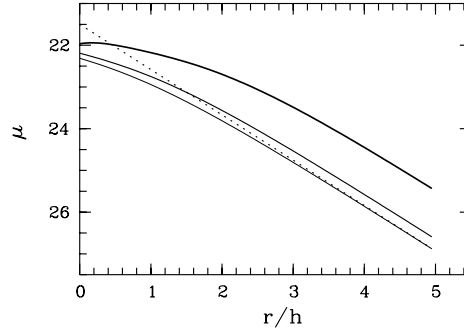


Рис. 31: Фотометрические разрезы модельных галактик (μ – относительная поверхностная яркость, r/h – расстояние от центра, выраженное в долях радиального масштаба h). Пунктирная прямая – “прозрачная” галактика ($\tau_0 = 0$) в положении “плашмя” ($i = 0^\circ$). Тонкая непрерывная кривая – модель с $\tau_0 = 1.0$ и $i = 0^\circ$; более толстая кривая – $\tau_0 = 1.0$ и $i = 40^\circ$; самая толстая кривая – $\tau_0 = 1.0$ и $i = 75^\circ$.

На рис. 31 изображены модельные фотометрические разрезы, построенные по формулам (75)–(78) при $z_d/z_* = 0.5$. При $\tau_0 = 0$ получается стандартный экспоненциальный диск. Введение умеренного поглощения ($\tau_0 = 1$) изменяет вид профиля в центральной части, делая его похожим на профиль II типа (см. п. 6.1) – с центральной депрессией яркости. Увеличение наклона диска к лучу зрения увеличивает его наблюдаемую поверхностную яркость (за счет интегрирования излучения звезд вдоль луча зрения).

• Более реалистические модели

Структура реальных галактик сложнее рассмотренных выше моделей. При описании влияния пыли на характеристики галактик необходимо учитывать разное радиальное и вертикальное распределение пыли и звезд, рассеяние излучения звезд на пыли, более сложную геометрию галактик, наличие у них балджа и т. д. При этом задача становится столь сложной, что решать ее можно только путем численного моделирования.

На рис. 32 приведен пример моделирования оптической структуры спиральной галактики NGC 891 с помощью программы, опи-

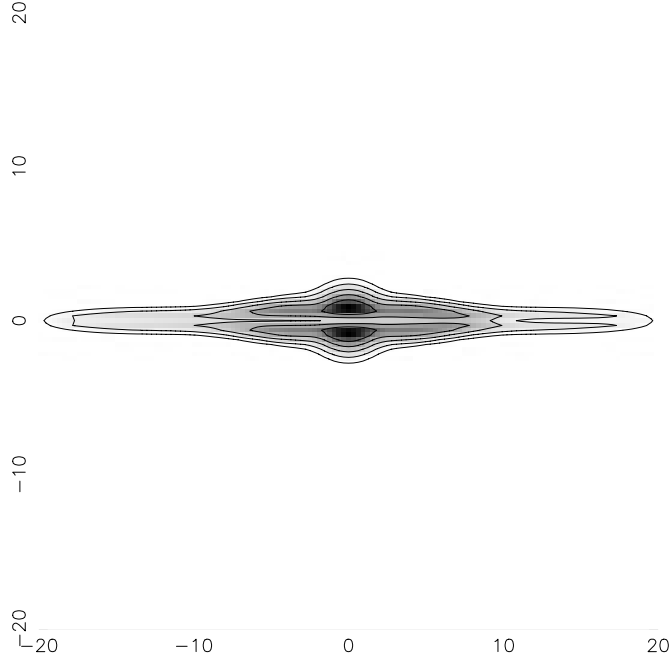


Рис. 32: Фотометрическая модель галактики NGC 891 (см. рис. 28). Единицы измерения вдоль осей – килопарсеки.

санной в [157]. При моделировании предполагалось, что распределения звезд и пыли описываются двойным экспоненциальным законом (58) с радиальными масштабами для звезд и пыли $h_* = 5.71$ кпк и $h_d = 8.1$ кпк, соответствующие вертикальные масштабы $z_* = 0.39$ кпк, $z_d = 0.26$ кпк (эти значения получены в работе [158] для цветовой полосы V). Отношение полных светимостей балджа и диска принято равным 0.15, галактика видна точно “с ребра”, полная оптическая толщина вдоль луча зрения через центр галактики при $i = 90^\circ$ взята равной 10. (Учитывая, что $\tau_{i=90^\circ} = \tau_0 h_d / z_d$, получаем, что $\tau_0(V) = 0.3$.) Небольшая асимметрия изофот вдоль большой оси обусловлена тем, что в модель галактики заложена двухрукавная спиральная структура.

Первое подробное исследование влияния пыли на трехмерную

фотометрическую структуру галактик с учетом поглощения и рассеяния света было выполнено Бюном и др. [159]. Рассмотрим, как влияет пыль на разные характеристики согласно этой работе (см. также [160]).

Изотопные диаметры (диаметры, измеренные по какой-либо фиксированной изофоте) зависят от содержания пыли в галактиках. Однако даже галактики с очень большим содержанием пыли демонстрируют увеличение своих диаметров с ростом наклона к лучу зрения.

Разрезы вдоль большой оси становятся более пологими. При относительно небольших наклонах плоскости галактики ($i \leq 30^\circ$) и умеренных оптических толщинах ($\tau_0(V) \leq 5$, где $\tau_0(V)$ – оптическая толщина центра галактики в полосе V при $i = 0^\circ$) этот эффект почти незаметен (см. также рис. 31). При больших наклонах ($i \geq 70^\circ$) профили сильно искажаются даже при небольших значениях оптической толщины. Даже при умеренном содержании пыли наблюдаемое значение центральной поверхностной яркости диска (μ_0), определяемое экстраполяцией внешних областей разрезов, относительно слабо зависит от наклона галактики к лучу зрения. Следовательно, часто используемый тест “поверхностная яркость – наклон” является плохой диагностикой содержания пыли. Уплотнение разрезов вдоль большой оси из-за пыли и наклона приводит к увеличению измеряемого значения радиального экспоненциального масштаба диска h . У галактик, в структуре которых доминирует диск, пыль приводит к появлению (в области, где оптическая толщина вдоль луча зрения составляет $\tau(V) \sim 1$) радиальных градиентов показателей цвета (галактики “голубеют” с удалением от центра), величина которых коррелирует с оптической толщиной пыли и наклоном. Однако присутствие выраженного балджа затрудняет использование градиентов показателей цвета для оценки содержания пыли.

Разрезы вдоль малой оси при $i = 90^\circ$ являются симметричными. При изменении наклона симметрия нарушается, причем даже небольшое отклонение от положения “с ребра” (на $1 - 2^\circ$) может привести к заметной асимметрии распределения яркости вдоль малой оси. Это объясняется тем, что с одной стороны от большой оси наклоненной галактики излучение приходит в основном из области над пылью, а с другой стороны, обращенной к наблюдателю, оно

претерпевает сильное поглощение в пылевом слое. (Это позволяет оценивать пространственную ориентацию галактики – более близкая сторона диска выглядит более “красной”.) При фиксированном наклоне галактики степень асимметрии зависит от типа галактики (от соотношения светимостей и размеров балджа и диска) и от содержания пыли. (В работе [161] предложена соответствующая процедура оценки оптической толщины пыли в центре галактики по наблюдаемой асимметрии разреза вдоль ее малой оси (правда, без учета рассеяния). Первые подобные расчеты были проведены Хольмбергом еще в 1947 году [162].) Еще один любопытный эффект – поглощение пылью приводит к смещению видимого положения центра галактики (наблюдаемого пика яркости) вдоль малой оси в направлении дальше от наблюдателя половины галактики. Величина этого сдвига зависит от оптической толщины пыли.

Наблюдаемая светимость галактики уменьшается при повороте ее плоскости к положению “с ребра”. Величина этого эффекта в моделях, не учитывающих рассеяние света, может переоцениваться [159, 160]. Зависимость величины поправки за наклон от длины волны отличается от стандартного закона межзвездного поглощения. Если поглощающая среда расположена между галактикой и наблюдателем (модель экрана – см. выше), то поглощение, найденное в одной цветовой полосе, можно пересчитать в другую полосу по стандартному закону межзвездного поглощения (см. Приложение). В реальных галактиках пыль находится внутри звездного диска и перемешана со звездами. В этом случае внутреннее поглощение не является простой функцией длины волны. Например, в [159] показано, что, хотя поправка за наклон галактики в полосе I меньше, чем в B , однако их разность меньше, чем это предсказывается стандартным законом поглощения (см. также [163]).

7.2 Внутреннее поглощение в галактиках разных типов

В п. 7.1 были рассмотрены часто используемые простые аналитические модели распределения пыли и результаты некоторых численных расчетов. Теперь мы обсудим данные о поглощающей среде в реальных галактиках и ее влияние на наблюдательные характеристики.

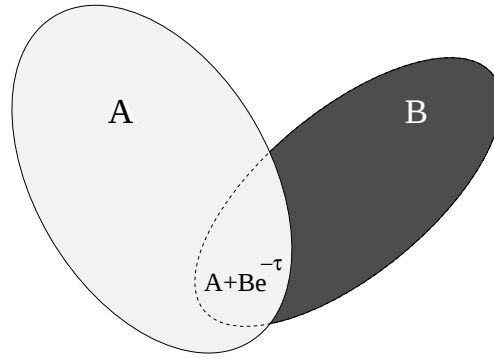


Рис. 33: Схема, иллюстрирующая использование перекрывающихся в проекции галактик А и В для оценки поглощения в диске более близкой к наблюдателю галактики (А).

7.2.1 Спиральные галактики

• Распределение пыли и величина τ

Наиболее прямым и не зависящим от разного рода эффектов селекции способом изучения внутреннего поглощения в дисках галактик является исследование частично проецирующихся друг на друга объектов [164]. При отсутствии сильного взаимодействия между галактиками (об этом можно судить по форме их изофот и по величине разности лучевых скоростей) мы можем из соображений симметрии с достаточной точностью восстановить по неперекрывающимся областям истинное распределение яркости в области проекции. Затем, сравнивая наблюдаемое распределение яркости с истинным, можно оценить полное внутреннее поглощение в диске более близкой к наблюдателю галактики (рис. 33). В этом случае галактика А выступает в роли поглощающего экрана (п. 7.1), расположенного перед галактикой В.

В работах [165, 166] для десяти спиральных галактик, наблюдающихся на фоне более далеких объектов, были оценены величины поглощения (с учетом эффектов рассеяния) на разных расстояниях от центра. Оказалось, что в области спиральных ветвей и кольцевых структур поглощение в галактиках “на просвет” велико (в полосе B оно составляет $A_B \approx 0.^m3 \div 2^m$, в фильтре I —

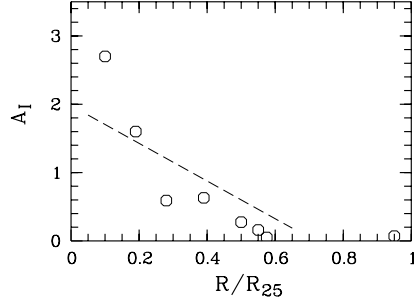


Рис. 34: Величина поглощения в звездных величинах (полоса I) в дисках спиральных галактик в зависимости от относительного расстояния от центра (R_{25} – расстояние от центра, соответствующее $\mu(B) = 25$). Кружки – данные для дисков Sa–Sbc галактик согласно [165, 166], штриховая прямая – линейная аппроксимация данных.

$A_I \approx 0.^m15 \div 1.^m6$) и практически не зависит от расстояния от центра. Между спиральными ветвями поглощение меньше и его величина зависит от расстояния от центра. На рис. 34 мы суммировали оценки поглощения, относящиеся к областям диска вне спиральных ветвей и исправленные за наклон плоскости галактики к лучу зрения, для ряда спиралей согласно [165, 166]. На рисунке видно, что в ядерных областях поглощение может достигать нескольких звездных величин, однако оно быстро уменьшается к периферии (до значений $A_I \leq 1^m$ при $r \sim 0.5R_{25}$) (см. также [167]). Приведенные выше оценки поглощения в звездных величинах примерно соответствуют значениям оптической толщины τ (для модели поглощающего экрана $\tau = A/1.086$ – см. (69)).

Величины τ , найденные по перекрывающимся в проекции галактикам, удовлетворительно согласуются с оценками, полученными с использованием других подходов. Например, в статье [168] из статистического анализа результатов поверхностной фотометрии 173 спиральных галактик S0-Sd типов в цветовой полосе H сделано заключение, что $\tau_0(H) \approx 0.3 \div 0.5$ или $\tau_0(V) \approx 1.8 \div 3.0$. Моделирование структуры 15 видимых под большим углом к лучу зрения Sab-Sc спиралей привело авторов работы [169] к выводу, что $\tau_0(V) \approx 0.5 \div 2.0$. В работе [170] для семи видимых “с ребра” спи-

ральных галактик получено, что $\tau_0(V) \sim 0.5$. Несмотря на большой разброс современных оценок, они свидетельствуют об умеренном, но далеко не пренебрежимом, поглощении в центральных областях дисков спиральных галактик. С увеличением наклона диска к лучу зрения влияние поглощения возрастает. Например, если галактика с $\tau_0(V) = 1$ будет видна “с ребра”, то полная оптическая толщина вдоль луча зрения через центр галактики может достигать $\tau_{i=90^\circ}(V) = \tau_0(V) h_d/z_d = 20$ (при $h_d/z_d = 20$). Столь сильное поглощение делает центральные области таких галактик непрозрачными даже в близкой инфракрасной области спектра.

Оптическая толщина пылевого слоя зависит от полной светимости (массы) спиральной галактики. Авторами [171] для спиральных и неправильных галактик найдена корреляция между отношением светимостей в ультрафиолетовой ($\lambda \sim 2000 \text{ \AA}$) и инфракрасной ($\lambda \sim 40 \div 120 \text{ мкм}$) областях спектра и полной светимостью галактики и ее скоростью вращения (массой). Существование этой корреляции может быть объяснено, если оптическая толщина галактики зависит от ее светимости. В статье [171] показано, что $\tau(B) = (0.8 \pm 0.3)[L(B)/L^*(B)]^{0.5 \pm 0.2}$, где $\tau(B)$ – полная оптическая толщина галактики в положении “плашмя” в фильтре B , а $L^*(B)$ – характеристическая светимость, вводимая через аппроксимацию функции светимости галактик функцией Шехтера (величина L^* близка к светимости Млечного Пути). Этот вывод – зависимость внутреннего поглощения в галактике от ее светимости (массы) – подтверждается как статистическим анализом фотометрических характеристик спиралей [172, 173], так и численным моделированием [174].

Штриховой линией на рис. 34 показано приближение наблюдательных данных линейным законом. При переходе к относительным яркостям этот закон соответствует экспоненциальному распределению с масштабом $h_d = (0.4 \pm 0.1) R_{25}$. Для нормальных ярких галактик значение центральной поверхностной яркости звездного диска как правило близко к $\mu_0(B) = 21.65$ (“закон Фримана” [39]). Следовательно, из формулы (44) получаем, что $h_* = 0.3 R_{25}$. Таким образом, в первом приближении можно считать, что экспоненциальные масштабы распределений звезд и пыли в спиральных галактиках близки: $h_d \approx h_*$. Существуют указания на то, что пыль может иметь даже более широкое распределение, чем звезды. На-

пример, в [175] на основе анализа данных со спутника *COBE* об инфракрасном излучении нашей Галактики найдено, что $h_d/h_* \approx 1.5$. Из детального моделирования оптической структуры семи спиральных галактик Sb-Sc типов в [170] получено, что $\langle h_d/h_* \rangle = 1.4 \pm 0.2$ в полосе V .

Пыль, в среднем, сильнее сконцентрирована к плоскости галактик, чем звезды. В [170] показано, что $\langle z_*/z_d \rangle = 1.8 \pm 0.6$ (фильтр V).

В [176] приведена простая формула, позволяющая оценивать массу пыли, сосредоточенной в экспоненциальном диске:

$$M_{\text{dust}} \approx \tau_0(V) h_d^2 \frac{8\pi}{3} \frac{a\delta}{Q}, \quad (79)$$

где a и δ – средние радиус и плотность пылинки, Q – коэффициент поглощения. При $a = 0.1$ мкм, $Q = 1.5$ (в полосе V) и $\delta = 2$ г/см³ получаем [176]:

$$M_{\text{dust}} = 5.3 \times 10^5 \tau_0(V) h_d^2, \quad (80)$$

где M_{dust} выражена в $M_\odot$, а h_d – в кпк. Приняв, что для Млечного Пути $h_d = 1.5h_* = 4.5$ кпк и $\tau_0(V) = 1 \div 2$, получаем оценку массы пыли $M_{\text{dust}}(\text{MW}) \geq 10^7 M_\odot$. Эта оценка по порядку величины согласуется с литературными данными.

• Светимость галактики

Влияние внутреннего поглощения на фундаментальные характеристики галактик изучается уже по крайней мере пятьдесят лет (см., например, [150, 162]), однако этот вопрос еще далек от полного решения. В “стандартном” для внегалактической астрономии каталоге RC3 [143] принята, следуя [177], такая функциональная форма зависимости величины поглощения (т. е. разности видимых звездных величин галактики, видимой под углом i , и в положении “плашмя”) от измеренного в пределах изофоты $\mu(B) = 25$ видимого сжатия $(a/b)_{25}$:

$$A_i = C_L(T) \lg (a/b)_{25}, \quad (81)$$

где коэффициент C_L зависит от морфологического типа галактики. Связь числового индекса T с пересмотренным Хаббловским типом галактики приведена в Приложении (п. 11).

В RC3 рекомендуется использовать следующие значения коэффициента поглощения в полосе B :

$$C_L = \begin{cases} 1.5 - 0.03 \cdot (T - 5)^2, & T \geq 0, \\ 0, & T < 0. \end{cases}$$

Следовательно, если галактику типа Sc с отношением осей 1/10 развернуть из положения “плашмя” в положение “с ребра”, то она станет слабее на $1.^m5$.

Ближние оценки полного поглощения ($C_L(B) \sim 1.5 \pm 0.5$) получены и в работах других авторов (см., например, [178, 173]). В статье [173] приведены зависимости значений C_L от абсолютной звездной величины галактики в разных цветовых полосах и от ее скорости вращения (массы). (Отметим, что между типом галактики и ее светимостью существует корреляция – см., например, [179].) Согласно Талли и др. [173], для галактики с максимальной скоростью вращения $V_{max} = 200$ км/с (примерно как у Млечного Пути) коэффициенты поглощения C_L в разных цветовых полосах составляют: 1.85 (B), 1.34 (R), 1.09 (I), 0.26 (K'). Соотношения между коэффициентами в разных фильтрах отличаются от предсказываемых стандартным законом межзвездного покраснения (см. Приложение).

• Центральная поверхностная яркость

При отсутствии внутреннего поглощения для приведения наблюдаемых значений μ_0 к положению диска “плашмя” чаще всего используется уравнение (61). С учетом поглощения (61) записывается в более общем виде:

$$\mu_0^{face-on} = \mu_0^{obs} + 2.5 C_\mu \lg \frac{a}{b}, \quad (82)$$

где коэффициент C_μ характеризует поглощение в диске (этот коэффициент можно ввести аналогичным образом в уравнения (59)–(60)). Если $C_\mu = 1$, то галактика “прозрачна”. При $C_\mu = 0$ галактика является оптически толстой и зависимость μ_0 от наклона отсутствует. В промежуточных случаях $0 < C_\mu < 1$. Данные наблюдений свидетельствуют о том, что $C_\mu \ll 1$ (возможно, $C_\mu \sim 0.1$) (см., например, [167, 172]).

• Показатели цвета

Внутреннее поглощение не только делает галактику слабее, но и приводит к увеличению ее показателей цвета (покраснению). В каталоге RC3 предлагается использовать следующую поправку для исправления наблюдаемого показателя цвета $B - V$ за наклон плоскости галактики:

$$\Delta(B - V) = C_c(T) \lg(a/b)_{25}, \quad (83)$$

где

$$C_c = \begin{cases} 0.35 - 0.022 \cdot (T - 3)^2, & -1 \leq T \leq 7, \\ 0, & T \leq -1, T \geq 7. \end{cases}$$

Следовательно, галактика типа Sc с отношением осей 1/10 в положении “с ребра” должна иметь показатель цвета $B - V$ на $0.^m26$ больше, чем в положении “с ребра”.

Согласно RC3 значения коэффициентов C_c для исправления показателя цвета $U - B$ близки к соответствующим значениям для $B - V$. В [180] получено, что для показателя цвета $V - I$ коэффициент C_c равен 0.22 ± 0.09 и что в первом приближении он не зависит от типа галактики.

• Размеры галактик

Изменение ориентации диска по отношению к наблюдателю может сопровождаться изменением видимого диаметра, измеренного по фиксированной изофоте (см. п. 5.3). Величина относительного изменения размера диска чувствительна к количеству и распределению поглощающей среды.

В каталоге RC3 принято, что спиральные галактики являются оптически толстыми в пределах изофоты $\mu(B) = 25$ и поэтому их диаметры не зависят от наклона. Однако в большинстве современных исследований зависимость размера диска от наклона определяется вполне уверенно (см., например, [180]). В статье [172] на основе анализа данных в полосе I для ~ 1700 спиральных галактик Sbc/Sc типов показано, что

$$h_i/h_0 = 1 + \eta \lg(a/b), \quad (84)$$

где h_i — экспоненциальный масштаб галактики, видимой под углом i к лучу зрения; h_0 — масштаб диска в положении “плашмя” ($i = 0^\circ$)

и $\eta = 0.6$. Для изменения радиуса $r^{23.5}$, измеряемого по изофоте $\mu(I) = 23.5$, в этой работе найдено, что

$$r_i^{23.5}/r_0^{23.5} = (a/b)^{C_D} \quad (85)$$

с $C_D = 0.2$. Близкое значение показателя степени (0.21–0.23) получено авторами [178, 181] для изменения изофотных диаметров в полосе B ($\mu(B) = 25$). Следовательно, относительное увеличение размера диска галактики с $b/a = 0.1$ при изменении угла наклона от $i = 0^\circ$ до $i = 90^\circ$ достигает $\sim 60\%$. Эта оценка сравнима с ожидаемым изменением размера для свободных от внутреннего поглощения галактик (см. п. 5.3), что свидетельствует об относительной “прозрачности” внешних областей дисков.

Зависимость размера диска от его наклона сильнее для галактик, имеющих меньшую светимость [172]. Это согласуется с заключением о том, что галактики меньшей светимости (массы) более “прозрачны”.

7.2.2 E/S0 галактики

Поглощающая среда, хотя и в существенно меньшем количестве, есть и в галактиках ранних морфологических типов. Почти у половины близких эллиптических галактик обнаружено присутствие пыли. Типичные массы пыли в них составляют $\sim 10^4 - 10^7 M_\odot$ (см., например, [182] и ссылки там же).

Оценки массы, найденные по данным со спутника *IRAS* (по излучению галактик на 60 мкм и 100 мкм) и по оптическим обзорам, сильно различаются: $M_{\text{dust}}(IRAS)/M_{\text{dust}}(opt) \sim 10$ [182]. Для разрешения этого противоречия было предположено, что в галактиках ранних типов помимо пыли, обнаружимой оптическими методами (полосы поглощения, кольца, пятна и т. д.), присутствует диффузная, распределенная по всему объему объекта, поглощающая среда [182]. Существование этой диффузной подсистемы пыли может приводить – наряду с градиентом металличности – к формированию в эллиптических галактиках заметных радиальных градиентов показателей цвета. Модельные расчеты показывают, что наблюдаемые в реальных галактиках градиенты цветов и в самом деле могут быть объяснены (по крайней мере, частично) присутствием широко распределенной пылевой подсистемы [183]. Модельные характе-

ристики диффузного компонента пыли – распределение плотности $\propto r^{-1}$, оптическая толщина вдоль луча зрения через центр галактики $\tau(V) \sim 1$, полная масса пыли $\sim 10^6 M_\odot$ – сравнимы с наблюдательными оценками [183]. Даже относительно умеренное количество пыли в эллиптических галактиках может иметь не пренебрежимое влияние на их интегральные фотометрические характеристики – полную светимость, эффективный радиус и т. д. [183, 184].

Галактики типа S0, наблюдаемые под большим углом к лучу зрения, часто демонстрируют крупномасштабную асимметрию распределения яркости вдоль малой оси [185]. Существование этой асимметрии может быть объяснено по аналогии со спиральными галактиками (п. 7.1) поглощением ($A_V \approx 0.^m1$) в протяженном экваториальном слое пыли.

8 Некоторые результаты фотометрического изучения галактик

За десятилетия активного развития методов поверхностной фотометрии накоплен огромный фактический материал о тысячах галактик. Существует ряд эмпирических закономерностей и зависимостей между фотометрическими параметрами (например, “закон Фримана” для спиралей, соотношение Корменди для E/S0), которые являются важными тестами для разных моделей формирования и эволюции галактик. В этом разделе мы кратко суммируем некоторые ставшие уже стандартными результаты.

8.1 Спиральные галактики

• Центральная поверхностная яркость

Уже свыше тридцати лет существует красивая легенда о том, что центральная поверхностная яркость экспоненциальных дисков спиральных галактик (μ_0) почти постоянна. В 1970 году Фриман [39] рассмотрел выборку спиральных и S0 галактик с опубликованными ранее результатами поверхностной фотометрии и нашел, что для 28 из 36 объектов выборки $\langle \mu_0(B) \rangle = 21.65 \pm 0.30(\sigma)$. Поскольку поверхностная яркость характеризует поверхностную плотность

диска, вывод Фримана накладывает жесткие ограничения на физические процессы формирования и эволюции галактик, которые в результате должны привести к фиксированному значению плотности для всех спиралей.

С тех пор было выполнено множество работ, в которых этот результат либо подтверждался (правда с большим по сравнению с оригинальным результатом Фримана разбросом $\sim \pm 1^m$) [186], либо опровергался. Например, авторами [187, 188] было показано, что примерное постоянство значений μ_0 может быть объяснено эффектами наблюдательной селекции (отбором подходящих для поверхностной фотометрии галактик) и, следовательно, должны существовать (и их, возможно, очень много) объекты с поверхностной яркостью гораздо меньшей фримановского значения.

Современные данные об истинном, неискаженном селекцией, распределении галактик по μ_0 показаны на рис. 35. При $\mu_0(B) \geq 22$ это распределение плоское, по-видимому, вплоть до $\mu_0(B) = 25$, хотя можно допустить и то, что число галактик с ростом $\mu_0(B)$ постепенно уменьшается. “Закон Фримана” описывает яркое крыло показанного на рис. 35 распределения и очень сильно недооценивает число галактик с $\mu_0(B) \geq 22$. Наиболее наглядно противоречат “закону Фримана” так называемые “галактики с низкой поверхностной яркостью” (см. далее). Например, существует ряд галактик, которые демонстрируют значения центральной поверхностной яркости на $\geq 10\sigma$ (т. е. на $\geq 3^m$) более слабые по сравнению с $\mu_0(B) = 21.65$. Ярким примером таких объектов является галактика Malin 1, у которой $\mu_0(B) \sim 26.5$ [189]. Если допустить справедливость “закона Фримана”, то вероятность того, что галактика имеет значение $\mu_0(B)$ на $\geq 10\sigma$ отличающееся от 21.65, равна $\approx 10^{-20}$. Ориентировочное число галактик во Вселенной составляет $10^{11} - 10^{12}$, и, следовательно, галактики, подобные Malin 1, не должны наблюдаться.

Существование большого числа слабых галактик не означает, что они дают основной вклад в наблюдаемую плотность светимости галактик в окружающей нас области Вселенной. Даже в случае, если распределение галактик по μ_0 остается плоским до $\mu_0(B) = 25$, вклад объектов с низкой поверхностной яркостью в плотность светимости не превышает 10–30%. Наибольший же вклад в создаваемую спиральными галактиками плотность светимости дают объекты, подобные по своим интегральным характеристикам нашей

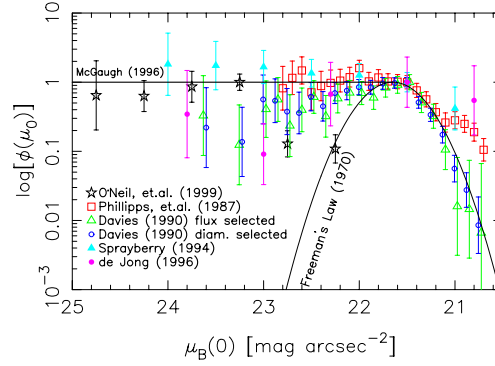


Рис. 35: Нормированное распределение значений центральной поверхностной яркости дисков галактик в полосе B по [190]. Значками показаны исправленные за наблюдательную селекцию данные разных обзоров. Непрерывная кривая изображает “закон Фримана”.

Галактике [191] (см. далее п. 8.3).

На рис. 35 видно, что галактики с очень высокой центральной поверхностной яркостью очень редки. К таким объектам можно отнести взаимодействующие галактики, у которых, как было показано в [61, 192], среднее значение μ_0 примерно на 1^m ярче канонического значения Фримана. Причиной повышенной яркости галактик в составе тесных взаимодействующих систем является индуцированное гравитационным возмущением и переносом массы активное звездообразование в их дисках и околоядерных областях.

Значение μ_0 слабо зависит от морфологического типа галактики, хотя диски галактик поздних типов ($T \geq 6$) являются, вероятно, более слабыми [193, 194] (рис. 36). Существует зависимость μ_0 от полной светимости (массы) спиральной галактики – с ростом светимости поверхностная яркость увеличивается [195].

Автором [196] предложена следующая простая классификация спиральных галактик в зависимости от значения μ_0 :

- галактики с очень высокой поверхностной яркостью: $\mu_0(B) < 21.25$;
- с высокой поверхностной яркостью (“фримановские”): $\mu_0(B) = 21.25 \div 22.0$;

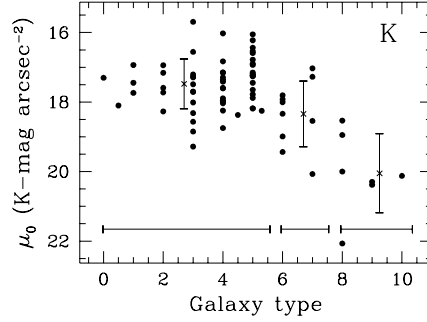


Рис. 36: Распределение значений μ_0 в цветовой полосе K в зависимости от морфологического типа галактики по [193]. Крестики с барами изображают средние значения в пределах отмеченных вдоль горизонтальной оси типов и их стандартные отклонения.

- с промежуточной яркостью: $\mu_0(B) = 22.0 \div 22.75$;
- с низкой поверхностной яркостью (LSB): $\mu_0(B) > 22.75$.

• Экспоненциальный масштаб

Масштаб звездных дисков спиральных галактик h слабо зависит от морфологического типа [193]. Для ярких, сравнимых с Млечным Путем, галактик он варьируется в основном от 1 до 10 кпк.

Значение h зависит от цветовой полосы – с увеличением длины волны экспоненциальный масштаб, в среднем, уменьшается. Согласно данным для 86 видимых почти ”плашмя” спиралей из [142] среднее значение отношения $\langle h(B)/h(K) \rangle = 1.22 \pm 0.23$. Этот вывод подтверждается и данными для спиральных галактик, видимых под большими углами к лучу зрения, – $\langle h(B)/h(K) \rangle = 1.56 \pm 0.46$, $\langle h(B)/h(I) \rangle = 1.32 \pm 0.24$ [194]. Кроме того, отношение значений h в разных цветовых полосах зависит от типа галактики, что, вероятно, отражает изменение содержания пыли вдоль морфологической последовательности [194].

На периферии дисков галактик (при $r \approx (3 - 5)h$ [113, 197]) экспоненциальное уменьшение яркости сменяется резким падением,

“обрывом”. Причина этого явления неясна. Возможно, к примеру, что радиус “обрезания” звездного диска — это расстояние, на котором плотность газа становится ниже требуемого для процесса звездообразования критического значения [198].

• **Диаграмма μ_0-h**

На рис. 37 приведено распределение характеристик экспоненциальных дисков галактик разных типов в полосе I на плоскости μ_0-h [199] ($H_0=75$ км/с/Мпк). Маленькими кружками изображены данные для более 1000 Sb-Sd спиралей из [200] (черными кружками показаны параметры галактик с расстоянием, не превосходящим 15 Мпк), звезды — компактные ядерные диски в ядрах E/S0 галактик, треугольники и звездочки — звездные диски в E/S0 галактиках, кружки с крестами — галактики с низкой поверхностной яркостью, большие черные кружки — гигантские галактики с низкой поверхностной яркостью. Толстой непрерывной прямой изображена линия постоянной светимости диска с полной светимостью, равной $10L^*(I)$; пунктирная кривая — линия селекции для галактик с диаметром 5 кпк (выборка [200] ограничена по угловому диаметру — в нее включены галактики с диаметром не менее 1.'7); штриховая кривая соответствует условию устойчивости по отношению к формированию бара для диска с $L_T = 10L^*(I)$; штриховая прямая — зависимость $I_0 = 10^{-0.4\mu_0(I)} \propto h^{-1}$.

На рисунке видно, что характеристики дисков реальных галактик располагаются на этой плоскости в очень широком диапазоне поверхностных яркостей ($\mu_0(I) \approx 12 \div 25$) и размеров ($h \approx 10$ пк $\div$ 100 кпк), образуя непрерывную последовательность. Вдоль этой последовательности систематически изменяется отношение светимостей балджа и диска — от более 10 для эллиптических галактик в левом верхнем углу рис. 37 до примерно 0 у спиральных галактик в нижнем правом углу. Отношение эффективного радиуса балджа r_e и масштаба диска h варьируется от $r_e/h \sim 0.1$ для гигантских галактик с низкой поверхностной яркостью в правом нижнем углу рисунка до значений $r_e/h \geq 5 \div 10$ для звездных дисков в E/S0 галактиках. Вдоль этой же последовательности изменяются и значения μ_0 и h — диски галактик с большими значениями отношения B/D являются, в среднем, более компактными и яркими (см. также рис. 36).

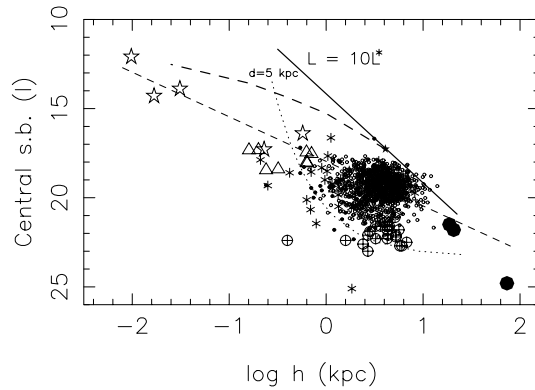


Рис. 37: Диски галактик разных типов на диаграмме $\mu_0(I)-h$ (см. текст).

Положение характеристик галактик на плоскости μ_0-h определяется требованием устойчивости дисков, ограничением их полной светимости ($L_T \leq 10 L^*$) и наблюдательной селекцией при их отборе. Сочетание этих трех условий (а также, возможно, еще неизвестных факторов) приводит к выстраиванию характеристик дисков галактик вдоль эмпирической зависимости $I_0 \propto h^{-1}$ (см. рис. 37). Более глубокие (в смысле поверхностной яркости) обзоры должны привести, вероятно, к “размыванию” этой наблюдательной зависимости, однако она должна сохраниться в виде верхней границы распределения параметров галактик.

Количественная интерпретация диаграммы μ_0-h может быть получена на основе простых масштабных соотношений, получаемых в модели формирования диска, описанной Мо и др. [201]⁹. Подход Мо и др. основан на CDM (Cold Dark Matter, холодная скрытая масса) сценарии формирования галактик. Согласно этому сценарию, на первом этапе из первичных флуктуаций плотности формируются гало, состоящие из материи в небарионной форме. Затем в этих гало охлаждается и конденсируется газ, образуя диски наблюдаемых вокруг нас галактик.

⁹Эта модель восходит к работам Вайта, Риса [202] и Фола, Эфстатиу [203].

Основные предположения, сделанные в работе [201], состоят в следующем:

масса диска галактики (M_d) является фиксированной долей (m_d) массы темного гало (M), в которое диск погружен – $M_d = m_d M$;

угловой момент диска (J_d) также составляет фиксированную долю (j_d) углового момента гало (J) – $J_d = j_d J$;

диски галактик являются тонкими, их равновесие поддерживается вращением, и они имеют экспоненциальное распределение плотности $\Sigma(r) = \Sigma_0 e^{-r/h}$, где Σ_0 – центральная поверхностная плотность диска, а h – его экспоненциальный масштаб;

диски реальных галактик являются устойчивыми.

На основе этих предположений можно получить (см. [201]), что

$$h \propto \lambda V_c \frac{j_d}{m_d} \left(\frac{H(z)}{H_0} \right)^{-1}, \quad (86)$$

$$\Sigma_0 \propto m_d \lambda^{-2} V_c \left(\frac{m_d}{j_d} \right)^2 \frac{H(z)}{H_0} \quad (87)$$

и

$$M_d \propto m_d V_c^3 \left(\frac{H(z)}{H_0} \right)^{-1}. \quad (88)$$

В формулах (86)–(88) λ – это безразмерный угловой момент, определяемый стандартным образом как $\lambda = J |E|^{1/2} G^{-1} M^{-5/2}$ (E – полная энергия гало, G – гравитационная постоянная), V_c – скорость вращения диска, H_0 – значение постоянной Хаббла в настоящую эпоху, а $H(z)$ – постоянная Хаббла при красном смещении z , при котором сформировалось темное гало, внутри которого образовался диск. Значение $H(z)$, естественно, зависит от принятой космологической модели.

Согласно описываемому сценарию, основные свойства дисковых галактик полностью определяются значениями λ , m_d , j_d , V_c и $H(z)$. Поскольку величина $H(z)$ растет с z , то, как видно из (86) и (87), сформировавшиеся при больших z диски должны быть более компактными и иметь большую плотность (при неизменных значениях остальных параметров). Большим значениям λ должны соответствовать протяженные и относительно менее плотные диски.

Отметим, что аналитические выражения для глобальных характеристик дисков галактик приводятся также в работах других авторов. Например, в работе [204] получено, что $h \propto \lambda M^{1/3}$ и $\Sigma_0 \propto \lambda^{-2(1+3F)} M^{1/3}$, где F — это относительная доля массы галактики в барионной форме. При малых значениях F модель [204] предсказывает зависимость параметров диска от λ и M близкую к найденной авторами [201]. Аналогичные зависимости были получены ранее и ван дер Круитом [186]. Однако в работе Мо и др. эти соотношения представлены в наиболее удобной для исследования форме. Кроме того, в них в явной форме входит зависимость параметров диска от времени его формирования.

Полная светимость диска на основе формул (86) и (87) может быть представлена как $L_T \propto \Sigma_0 h^2 \propto V_c^3$. (Таким образом, модель [201] содержит “встроенное” соотношение Талли–Фишера.) Спиральные галактики из диссертации [200] демонстрируют зависимость $L(I) \propto V_c^{2.72 \pm 0.04}$ с коэффициентом корреляции $corr = +0.90$. Согласно (86)–(87), для дисков галактик должны приближенно выполняться соотношения $\mu_0 \propto -2.5 \lg V_c$ и $\lg h \propto \lg V_c$ (при фиксированных значениях λ , m_d , j_d и z). Спиральные галактики из [200] следуют близким зависимостям: $\mu_0 \propto -2.72 \lg V_c$ ($corr = -0.58$) и $\lg h \propto 0.70 \lg V_c$ ($corr = +0.59$).

Подробные исследования показали, что простые масштабные соотношения, получаемые в модели формирования дисков в рамках CDM сценария, в первом приближении удовлетворительно описывают параметры спиральных галактик и их рассеяние на диаграмме μ_0 – h [201, 199]. (В наибольшей степени от предсказаний сценария [201] уклоняются характеристики компактных дисков в галактиках ранних типов. По-видимому, механизм образования дисков в таких объектах отличается от описанного выше.) Следует, однако, отметить, что в подходе Мо и др. не учтены такие важные процессы, модифицирующие характеристики галактик, как звездообразование и механизм обратной связи, внешняя аккреция и слияния.

• Толщина звездных дисков

Наблюдаемая толщина звездных дисков видимых “с ребра” галактик зависит от вертикальной дисперсии скоростей звезд и плотности диска (см. п. 5.2). Наблюдения показывают, что верти-

кальный масштаб распределения поверхностной яркости (z_0 , h_z – уравнения (54)–(55)) почти не меняется (вариации масштаба не превышают 10–15%) в пределах оптического диска галактики [113, 205, 206]. (Это утверждение, по-видимому, справедливо для большинства спиральных галактик поздних типов. У галактик ранних типов – $T \leq 2$ – часто встречаются расширяющиеся к периферии звездные диски [207].) Следовательно (п. 5.2), вертикальная дисперсия σ_z связана с поверхностной яркостью диска следующим образом: $\sigma_z(r) \propto \sqrt{\Sigma(r)} \propto \sqrt{I(r)}$. Таким образом, результаты поверхностной фотометрии наблюдаемых “с ребра” галактик приводят к выводу, что в экспоненциальных дисках спиралей значение σ_z должно изменяться $\propto e^{-r/2h}$, где h – радиальный масштаб диска. Этот вывод подтверждается непосредственными измерениями дисперсии скоростей звезд в спиральных галактиках (см., например, [208]).

Характерное значение вертикального масштаба для дисков нормальных спиральных галактик составляет $z_0 \approx 0.5 \div 1$ кпк (напомним, что вдали от плоскости галактики $z_0 = 2h_z$). Определяемые из наблюдений величины z_0 мало зависят от цветовой полосы [205, 206].

Как следует из теоретических соображений, вертикальная структура дисков чувствительна к внешнему возмущению и аккреции вещества [209]. При гравитационном взаимодействии часть энергии орбитального движения галактик может перейти в их внутреннюю энергию и “разогреть” их диски, т. е. увеличить σ_z и, следовательно, наблюдаемую толщину. В аналитическом исследовании [209] было показано, что прирост толщины диска на данном расстоянии r от центра $\Delta z_0(r) = z_0(r) - z_0 \propto r M_{\text{sat}}/M_d(r)$, где z_0 – исходная толщина диска, M_{sat} – полная масса упавших на галактику спутников, M_d – масса диска галактики. Следовательно, можно ожидать, что объекты в составе тесных взаимодействующих систем, а также галактики, испытавшие значительную внешнюю аккрецию (например, “проглотившие” массивный спутник) будут иметь наиболее толстые звездные диски. Эффект приливного утолщения был действительно открыт при сравнении распределений яркости в вертикальном направлении в выборках взаимодействующих и относительно изолированных галактик [206]. Оказалось, что галактики во взаимодействующих системах демонстрируют в 1.5–2

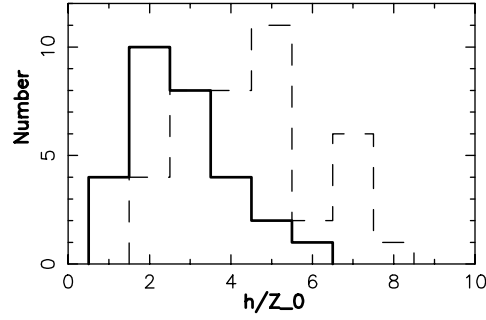


Рис. 38: Распределения относительных толщин – отношений h/z_0 – звездных дисков взаимодействующих (непрерывная линия) и относительно изолированных (штриховая линия) галактик (по [206]).

раза более толстые диски (на расстоянии $\sim 1h-2h$ от ядра) по сравнению с галактиками тех же типов и светимостей в более бедном пространственном окружении (рис. 38).

Относительная толщина звездных дисков – отношение вертикального и радиального масштабов распределений поверхностной яркости – зависит от физических характеристик и типа галактики. Согласно [206], отношение h/z_0 для нормальных, невзаимодействующих галактик коррелирует с относительным содержанием нейтрального водорода – $h/z_0 \approx 5.0 \times \sqrt{M(\text{HI})/L(B)}$, где $L(B)$ – полная светимость галактики в положении “с ребра” в полосе B . Следовательно, богатые газом спирали должны быть более тонкими. Содержание HI, как и многие другие характеристики, плавно изменяется вдоль хаббловской последовательности, и поэтому можно ожидать, что отношение h/z_0 зависит от типа галактики и других коррелирующих с типом параметров. В работах [210, 194, 211] было показано, что толщина звездных дисков связана с показателем цвета, абсолютной светимостью и морфологическим типом галактик (см. пример на рис. 39) – более голубые, слабые и имеющие более поздние морфологические типы спирали являются, в среднем, более тонкими.

Связь толщины диска с содержанием газа и T может быть объяснена активным звездообразованием в плоскости богатых

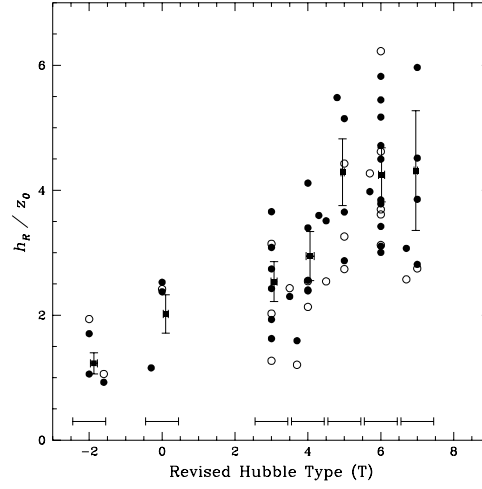


Рис. 39: Зависимость значений h/z_0 от морфологического типа галактики (по [194]). Черные кружки – данные в цветовой полосе I , пустые кружки – в полосе K . Средние значения в фильтре I в пределах указанных вдоль горизонтальной оси типов отмечены четырехугольниками с барями.

газом галактик поздних типов, которое повышает поверхностную яркость в тонком слое вблизи плоскости и эффективно уменьшает определяемое из наблюдений значение вертикального масштаба. С другой стороны, как было предположено авторами [212], эта корреляция может отражать найденное в статье [213] из соображений устойчивости соотношение между толщиной диска и массой темного гало, относительный вклад которого увеличивается при переходе к более поздним морфологическим типам.

• Распределение показателей цвета

Показатели цвета галактик характеризуют распределение энергии в их спектрах и зависят от истории звездообразования в них. На двухцветных диаграммах галактики выстраиваются в относительно узкую полосу (см. пример на рис. 40). Интерпретация этих

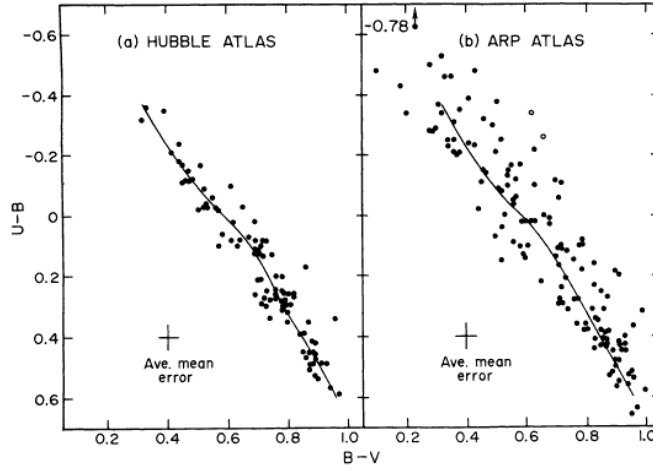


Рис. 40: Распределение нормальных (слева) и морфологически пекулярных (справа) галактик на диаграмме $(B - V)-(U - B)$ по [214]. Непрерывной линией показана проведенная “на глаз” авторами [214] последовательность цветов нормальных галактик. Современная версия этой последовательности приведена в Приложении.

диаграмм производится с помощью метода эволюционного моделирования, позволяющего оценить (хотя бы в первом приближении) звездный состав и историю звездообразования в галактике [215]. В частности, анализ показанных на рис. 40 диаграмм привел Ларсона и Тинсли [214] к выводу, что взаимодействие между галактиками может стимулировать в них вспышки звездообразования.

У спиральных галактик, подобно эллиптическим, наблюдается связь абсолютной звездной величины с показателями цвета — более яркие (массивные) галактики являются более красными [216].

Использование интегральных показателей цвета, например, найденных с помощью многоапертурной фотометрии, при исследовании конкретных галактик может привести к существенной потере информации. Распределение яркости в галактиках сконцентрировано к центру, и поэтому основной вклад в интегральные цвета дает лишь относительно небольшая часть их площади. Например,

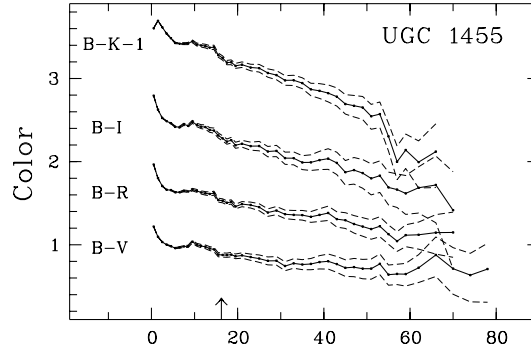


Рис. 41: Усредненные распределения показателей цвета вдоль большой оси (в угловых секундах) спиральной галактики UGC 1455 (по [217]). Штриховые линии демонстрируют максимально возможные ошибки из-за неточного учета фона неба (см. п. 2.2.1 и рис. 3). Стрелочкой отмечено расстояние, соответствующее одному экспоненциальному масштабу диска (h) в полосе K .

эффективный радиус экспоненциального диска равен $1.68h$ (п. 5.1), в то время как звездные диски галактик прослеживаются до $\sim 5h$. Следовательно, половина полной светимости чисто дисковой галактики излучается с $\sim 1/5$ – $1/10$ ее полной площади. Поэтому для создания реалистических моделей галактик, для детального исследования звездообразования в них необходимо исследовать распределение показателей цвета по дискам.

Наблюдения показывают, что для видимых “плашмя” спиральных галактик характерно систематическое уменьшение показателей цвета (“поголубение”) с удалением от центра (см., например, [217]) – см. рис. 41. В пределах данной галактики существует четкая корреляция между поверхностной яркостью и показателем цвета – чем меньше поверхностная яркость, тем голубее эта область. Радиальные градиенты цветов в спиральных галактиках скорее всего объясняются комбинированным эффектом поглощения пылью (п. 7.1) и градиентом возраста звезд и их металличности вдоль дисков [217].

У видимых “с ребра” спиральных галактик вдали от их плоскостей (при $1h_z < |z| < 3h_z$) вертикальные градиенты показателей

цвета малы или практически отсутствуют (особенно у дисков галактик ранних морфологических типов) [218].

• Балджи спиральных галактик и отношение B/D

Для описания распределения поверхностной яркости в балджах спиральных галактик обычно используют закон Вокулера (формула (11)). Часто рассматривают также более общую формулу Серсика (25) [219]. Оказалось, что параметр n в формуле Серсика, определяющий закон распределения яркости, зависит от морфологического типа спиральной галактики, от отношения светимостей балджа и диска B/D и от характеристик самого балджа (его светимости, эффективного радиуса и центральной поверхностной яркости) [219, 220, 221]. Так, для галактик поздних морфологических типов ($T > 3$) $n \approx 1$, т. е. балджи таких галактик могут быть описаны экспоненциальным законом (43). Балджи галактик ранних типов ($T < 1$) характеризуются значением $n \approx 4$, т. е. они могут быть представлены формулой Вокулера (11).

При смещении вдоль хаббловской последовательности от спиральных галактик ранних типов к поздним уменьшаются средняя светимость балджа и его эффективная поверхностная яркость (рис. 42). Эффективный радиус балджа от типа галактики практически не зависит [193].

Ниже приведены средние значения отношения B/D в цветовой полосе B для нормальных галактик разных морфологических типов согласно [134] (для описания диска использован экспоненциальный закон, а для балджа – закон Вокулера):

$$\begin{array}{cccccccc} T = & 0, & 1, & 2, & 3, & 4, & 5, & 6, & 7 \\ B/D = & 0.9, & 0.7, & 0.5, & 0.3, & 0.2, & 0.1, & 0.05, & 0.02. \end{array}$$

Показатели цвета балджей, в среднем, краснее показателей цвета дисков, однако они близки к цветам их – дисков – центральных областей [222, 217] (рис. 43). Диапазон изменения показателей цвета балджей довольно велик, и существуют “голубые” балджи.

Размеры балджей статистически связаны с размерами дисков, в которые они погружены: если приблизить распределение яркости в балдже экспоненциальным законом, то его экспоненциальный масштаб будет составлять $\sim 1/10$ масштаба диска, причем эта корреляция выражена лучше для спиральных галактик поздних типов [223].

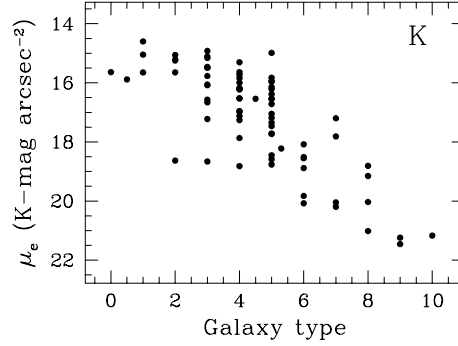


Рис. 42: Распределение значений μ_e для балджей спиральных галактик в цветовой полосе K в зависимости от морфологического типа (по [193]).

Фотометрические характеристики балджей (μ_e или $\langle \mu \rangle_e$ и r_e) располагаются на плоскости эффективных параметров (см. далее п. 8.2) примерно так же, как и характеристики эллиптических галактик. В работе [224] обнаружено, что балджи и эллиптические галактики в пространстве своих глобальных фотометрических параметров (n – показатель степени в формуле Серсика, r_e , μ_0^b – центральная поверхностная балджа или Е галактики) образуют единую плоскость: $\lg n = A \lg r_e + B \mu_0^b + \text{const}$. В полосе K численные значения коэффициентов равны $A=0.17$, $B=-0.07$ и $\text{const}=1.18$ [224]. Очевидно, что соотношение Корменди является частным случаем этой трехпараметрической зависимости при $n=4$ (напомним, что $\mu_0^b = \mu_e - 8.33$ (п. 4.1.1)).

Относительные вклады балджей и дисков в среднюю плотность вещества Вселенной примерно одинаковы [225].

Корреляция цветов балджей и дисков, связь их характерных масштабов – все это стимулировало активное обсуждение вопроса о возможности формирования балджей в процессе медленной динамической эволюции дисков (например, за счет бароподобной неустойчивости) [226]. Балджи очень неоднородны по своим характеристикам и, возможно, могут формироваться в ходе разных

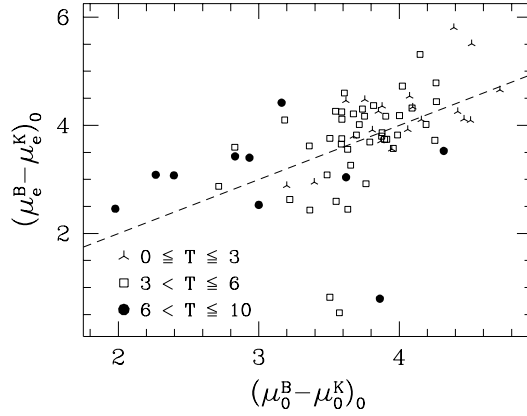


Рис. 43: Показатель цвета $B - K$ балджа (на расстоянии эффективного радиуса от его центра) в зависимости от цвета центральной области диска для галактик разных типов по [217]. Штриховая линия имеет наклон, равный единице.

процессов: при первичном коллапсе, при внешней аккреции и слияниях галактик, за счет эволюции диска и т. д.

• Масштабные соотношения для дисков галактик

Неоднократно предпринимались попытки построить по аналогии с эллиптическими галактиками (см. далее п. 8.2) трехпараметрическую зависимость, объединяющую фотометрические и кинематические характеристики дисков спиральных галактик (например, [227, 228, 229] и ссылки там же). В [229] было показано, что в трехпараметрическом пространстве L (светимость), R (радиус), V (скорость вращения) спиральные галактики распределяются в пределах плоскости $L \propto (VR)^{1.3}$ (авторы предложили называть ее масштабной плоскостью). Известные эмпирические соотношения (Талли-Фишера, “закон Фримана”) могут являться проекциями этой плоскости на различные оси.

В [228] было получено иное выражение для масштабной плоскости: $h \propto V^{1.47} I_0^{-0.61}$ (значения h и I_0 найдены в цветовой полосе H). Величины степеней в этом выражении отличаются от ожидае-

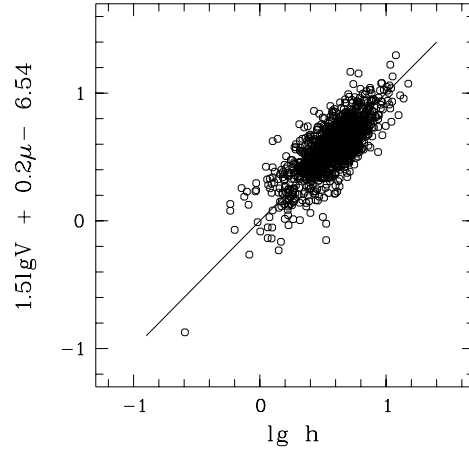


Рис. 44: Масштабная плоскость для дисков спиральных галактик из диссертации [200] (кружки) ($H_0=70$ км/с/Мпк, полоса I). Прямой линией показана зависимость $h \propto V^{1.5} I_0^{-0.5}$.

мых на основе теоремы вириала при постоянном отношении масса–светимость (2 и -1 соответственно), однако согласуются с теми, что ожидаются из найденного в [228] соотношения Талли–Фишера: $L \propto V^3 \propto I_0 h^2$. С другой стороны, такая же масштабная плоскость предсказывается моделью формирования диска, описанной ранее. Действительно, из формул (86)–(87) следует, что $h \propto V^{1.5} I_0^{-0.5}$. На рис. 44 показано, что данные для дисков спиральных галактик удовлетворяют этому соотношению (разброс $\lg h$ составляет 0.13). Диаграмма μ_0 – h , рассмотренная нами ранее, является одной из проекций этой масштабной плоскости, и она также согласуется с моделью [201].

8.2 Эллиптические галактики

• Соотношение Корменди

Наиболее известной эмпирической зависимостью между фотометрическими характеристиками галактик ранних типов является так называемое соотношение Корменди. Корменди [230], проанализировав данные для 19 эллиптических галактик, обнаружил корреляцию между эффективной поверхностной яркостью и эффективным радиусом галактики (в кпк). Оказалось, что эти характеристики связаны следующим соотношением:

$$\mu_e \approx 3 \lg r_e + \text{const}, \quad (89)$$

где значение константы зависит от цветовой полосы. Коэффициент перед $\lg r_e$ по данным разных авторов немного варьируется, но остается близок к 3. Соотношение (89) не является простым следствием аппроксимации наблюдаемого распределения яркости формулой Воклера при фиксированной абсолютной звездной величине галактики (см. формулу (14)), так как в этом случае его наклон должен быть равен 5. Отметим также, что в (89) вместо μ_e часто используют среднюю поверхностную яркость в пределах $r_e - \langle \mu \rangle_e$, поскольку она определяется из наблюдений более надежно. Оба эти представления эквивалентны, так как $\langle \mu \rangle_e = \mu_e - 1.39$ (см. п. 4.1.1).

На рис. 45 показана плоскость $\mu_e - r_e$ для нескольких сотен галактик [231] ($H_0 = 70$ км/с/Мпк). Наклонная штриховая прямая на этом рисунке изображает линию постоянной светимости (ее наклон равен 5) для $M(B) = -19.3$. Как видно на рисунке, прямая делит галактики на две группы. Галактики с абсолютной звездной величиной $M(B) < -19.3$ располагаются вдоль относительно узкой последовательности с наклоном ≈ 3 (это и есть соотношение Корменди). Эта последовательность тянется до $r_e \approx 300$ кпк (столь большими размерами обладают ярчайшие галактики скоплений). Галактики с $M(B) < -19.3$ (это обычные E/S0 и карликовые галактики, а также балджи спиралей) заполняют область ниже соотношения Корменди при $20 \leq \mu_e(B) \leq 28$ и $r_e \leq 3$ кпк.

Разделение галактик на плоскости $\mu_e - r_e$ в зависимости от абсолютной светимости (массы) может свидетельствовать о разных процессах их формирования. Например, в [231] обращается внима-

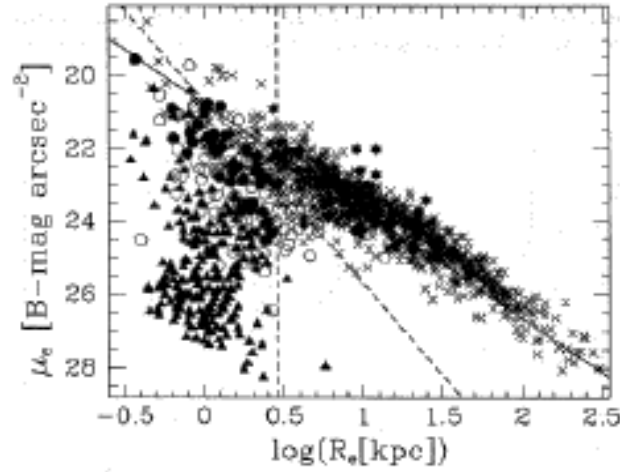


Рис. 45: Плоскость μ_e - r_e для E/S0 галактик и балджей спиралей согласно [231]. Непрерывная прямая – зависимость $\mu_e(B) = 2.94 \lg r_e + 20.75$.

ние на то, что многие галактики из “яркой” подгруппы, т. е. удовлетворяющие соотношению (89), демонстрируют признаки слияний. Напомним также, что E/S0 галактики в зависимости от светимости (массы) имеют разные формы распределения яркости: для ярких галактик показатель n в формуле Серсика близок к 4 (у ярчайших галактик скоплений он может быть ~ 10), для карликовых – к 1 (п. 4.2).

Введение в формулу (89) третьего фотометрического параметра – светимости галактики – заметно уменьшает разброс соотношения Корменди [232].

• Фундаментальная плоскость

Фундаментальная плоскость (ФП) объединяет глобальные фотометрические и кинематические характеристики галактик [233, 234]: r_e , σ_0 и $\langle I \rangle_e$, где σ_0 – спроецированная на луч зрения дисперсия скоростей звезд (как правило, в центре галактики). Существование ФП означает, что характеристики E/S0 галактик не за-

полняют равномерно трехмерное пространство $r_e, \sigma_0, \langle I \rangle_e$, а располагаются в пределах относительно тонкой плоскости (с разбросом ~ 0.1 dex). Поскольку r_e и $\langle I \rangle_e$ связаны друг с другом через светимость L (п. 4.1.1), ФП представляют также в виде соотношений между $L, \sigma_0, \langle I \rangle_e$ или r_e, σ_0, L .

Как правило, ФП представляют в виде

$$\lg r_e = \alpha \lg \sigma_0 + \beta \lg \langle I \rangle_e + \text{const} \quad (90)$$

или

$$r_e \propto \sigma_0^\alpha \langle I \rangle_e^\beta. \quad (91)$$

Как видно из приведенных формул, соотношение Корменди представляет собой проекцию ФП на плоскость фотометрических параметров. Упомянувшиеся ранее трехпараметрические варианты соотношения Корменди, включающие дополнительный фотометрический параметр (n [224], светимость [232]), стоят ближе к истинной ФП, поскольку эти параметры коррелируют с массой галактики (и, следовательно, σ_0). Другая проекция – на плоскость L – σ_0 – также хорошо известна. Это так называемое соотношение Фабера–Джексона: $L \propto \sigma_0^{3-4}$ [235]. Рассматриваются и другие варианты и проекции ФП (например, соотношение между диаметром, в пределах которого средняя поверхностная яркость равна фиксированному значению, и дисперсией скоростей [234]).

Пример ФП для галактик ряда скоплений и групп приведен на рис. 46. Для показанной на рисунке непрерывной прямой коэффициенты в формулах (90)–(91) равны $\alpha=1.53$, $\beta=-0.79$. ФП слабо зависит от пространственного окружения – для галактик поля, групп и скоплений ее вид остается практически неизменным. Наклон ФП (коэффициент α), по-видимому, увеличивается с длиной волны от ~ 1.35 в полосе B до $\sim 1.7 \pm 0.1$ в K , коэффициент β остается примерно постоянным (~ -0.8) [237, 238].

Самым простым объяснением существования ФП является то, что она является следствием теоремы вириала. Рассмотрим, следуя [239, 24], элементарную теорию ФП. Для всякой удерживаемой силами гравитации звездной системы должно выполняться равенство

$$\frac{GM}{\langle R \rangle} = k_E \frac{\langle V^2 \rangle}{2}, \quad (92)$$

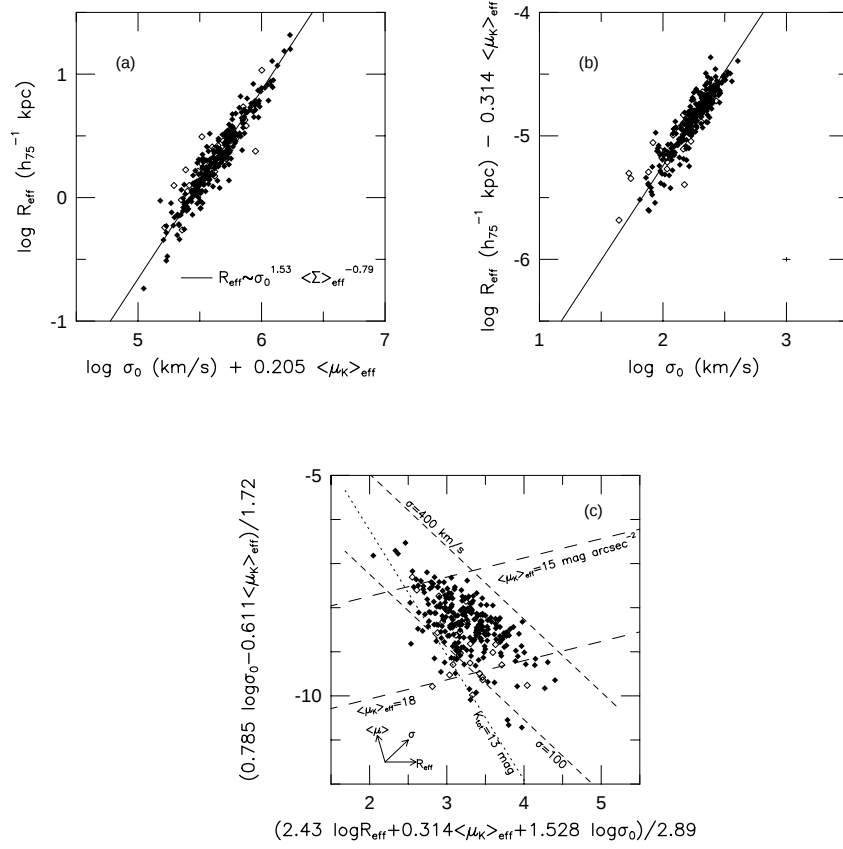


Рис. 46: Фундаментальная плоскость в полосе K для 301 галактики ранних типов из 16 скоплений и групп (по [236]). (a) и (b) – виды на ФП “с ребра” с разных сторон, (c) – вид на ФП в положении “плашмя”. Различные штриховые линии на рисунке (c) показывают положение галактик при фиксированных значениях поверхностной яркости и дисперсии скоростей.

где M – полная масса, $\langle R \rangle$ – средний радиус, определяемый так, чтобы левая часть (92) представляла собой потенциальную энергию, $\langle V^2 \rangle / 2$ – средняя кинетическая энергия на единицу массы и k_E – константа вириализации ($k_E > 0$ для устойчивой системы и $k_E = 2$ для полностью вириализованной). Выразим определяемые из наблюдений характеристики (r_e , σ_0 , $\langle I \rangle_e$) через входящие в равенство (92) физические величины:

$$r_e = k_R \langle R \rangle, \quad \sigma_0^2 = k_V \langle V^2 \rangle, \quad L = k_L \langle I \rangle_e r_e^2. \quad (93)$$

Параметр k_R характеризует распределение плотности в системе, k_V отражает кинематическую структуру и k_L – распределение светимости. Если структура всех эллиптических галактик (больших и маленьких, массивных и маломассивных) одинакова, то эти параметры равны константам, и галактики гомологичны (сходны).

Комбинируя (92) и (93) и принимая, что $k_E = 2$, получаем

$$r_e = k_S (M/L)^{-1} \sigma_0^2 \langle I \rangle_e^{-1}, \quad (94)$$

где M/L – глобальное отношение масса–светимость, а $k_S = (G k_R k_V k_L)^{-1}$ (в случае гомологии $k_S = \text{const}$). Следовательно, если эллиптические галактики удовлетворяют теореме вириала и являются подобными по структуре, они должны лежать на ФП с параметрами $\alpha = 2$ и $\beta = -1$.

Реальная ФП не совпадает с “вириальной” (формула (94)) – коэффициент $\alpha < 2$, а $\beta > -1$ (см. выше). Для согласования наблюдательной и “вириальной” ФП необходимо, чтобы произведение $k_S (M/L)^{-1}$ в (94) было функцией от σ_0 и $\langle I \rangle_e$. Следовательно, или эллиптические галактики не гомологичны, или отношение M/L систематически меняется вдоль ФП (за счет разного возраста, металличности, вклада и распределения скрытой массы и т. д.) или справедливы оба утверждения. Отметим, что есть наблюдательные свидетельства как отсутствия гомологии (например, зависимость формы распределения поверхностной яркости от светимости (массы) галактики), так и вариаций M/L (согласно [240], для эллиптических галактик $M/L(B) \propto L(B)^{0.35}$).

Заканчивая краткое введение в вопросы, связанные с ФП, необходимо подчеркнуть, что ФП (наряду с соотношением Талли–Фишера для спиральных галактик) является одним из ключевых

масштабных соотношений современной внегалактической астрономии. Она дает не зависящий от закона Хаббла способ оценки расстояний до галактик ранних типов и позволяет изучать крупномасштабные пекулярные движения во Вселенной. ФП – очень важный тест для исследования вопросов о происхождении и эволюции галактик.

• Показатели цвета

Эллиптические галактики являются более “красными” по сравнению со спиралями. Их интегральные показатели цвета соответствуют старому ($\sim 10^{10}$ лет) звездному населению (см. таблицы в Приложении). Показатели цвета E/S0 галактик коррелируют с их светимостью: более яркие (массивные) галактики являются более красными (например, [241]).

Подобно спиральным галактикам, E/S0 часто демонстрируют радиальные градиенты показателей цвета – с удалением от центра цвета уменьшаются (“голубеют”). Характерные величины градиентов $\Delta(U - R)/\Delta \lg r \approx -0.2$, $\Delta(B - R)/\Delta \lg r \approx -0.1$ [69]. Причинами их существования являются, вероятно, как радиальные изменения возрастов и металличностей звезд, так и присутствующая даже в галактиках ранних типов пыль (см. п. 7.2.2).

E/S0 галактики с признаками слияний (с оболочечными и X-структурами, оптическими выбросами, с ящикоподобными изофотами), как правило, голубее относительно бесструктурных галактик [242].

8.3 Млечный Путь

Мы находимся в звездной системе, называемой Млечный Путь или Галактика. Галактика активно исследуется на протяжении уже по крайней мере двух столетий, однако во многих отношениях она изучена еще плохо (в качестве обзоров см., например, [26, 243, 244, 245]). Солнце расположено внутри Млечного Пути, вблизи его плоскости, и поэтому многие крупномасштабные характеристики (например, светимость, показатели цвета, распределение поверхностной яркости, кривая вращения и т. п.), легко определяемые у других галактик, для Млечного Пути известны недостаточно хорошо. При наблюдениях в инфракрасной области спектра, где

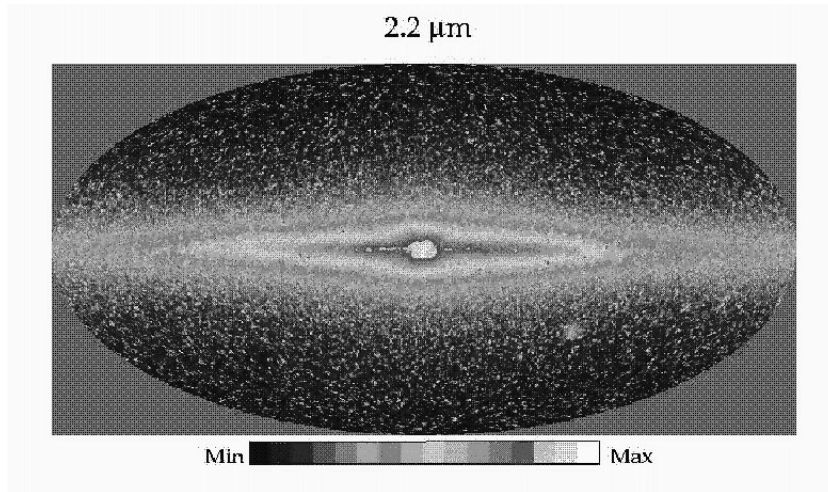


Рис. 47: Изображение центральной части Млечного Пути на длине волны 2.2 мкм (полоса K) по данным со спутника *COBE* (*DIRBE*).

межзвездное поглощение гораздо слабее, чем в оптике, можно легко убедиться, что Млечный Путь внешне очень похож на другие видимые “с ребра” спиральные галактики (рис. 47, см. также изображение NGC 891 на рис. 28).

Крупномасштабная структура звездного диска Галактики обычно моделируется в виде двойного экспоненциального диска (58). Оценкам экспоненциальных масштабов h и h_z посвящено множество статей. Наиболее часто для этих оценок используются звездные подсчеты в оптическом и инфракрасном диапазонах, поверхностная фотометрия Млечного Пути в разных цветовых полосах (как наземная, так и выполненная с помощью космических аппаратов), изучение кинематики звезд в окрестности Солнца, исследование толщины слоя нейтрального водорода. Большая часть современных оценок вертикального масштаба h_z вблизи Солнца дают значения в диапазоне 0.2–0.4 кпк. Разброс значений h гораздо больше. Например, в приведенной в [246] подборке данных разных авторов значения h варьируются от 1.8 до 6 кпк. В настоящее время считается, что наиболее вероятным значением радиального масшта-

ба звездного диска Млечного Пути является $h=3\pm1$ кпк [247, 111].

Согласно данным, полученным на космическом аппарате *Пионер-10*, локальная поверхностная яркость Галактики в районе Солнца в полосе B равна $\mu_{R_\odot}(B)=23.80\pm0.10$ [248]. (В [249] на основе наземной фотометрии получено очень близкое значение -23.88 .) Приняв, что $R_\odot=8$ кпк [26] и $h=3$ кпк, получаем следующую оценку центральной поверхностной яркости диска Галактики: $\mu_0(B) \approx 21$.

Характеристики балджа нашей Галактики известны хуже, чем характеристики ее диска. Вокулер и Пенс [250] построили простую фотометрическую модель, согласно которой распределение поверхностной яркости балджа описывается стандартным законом Вокулера с параметрами $r_e=2.7$ кпк и $\mu_e(B)=23.43$. Позднейшие наблюдения показали, что структура балджа сложнее. Например, согласно Бинни и др. [251], использовавшим инфракрасные наблюдения центральной области Млечного Пути с *COBE*, балдж является трехосным бароподобным образованием с отношением осей 1:0.6:0.4 и большой полуосью ~ 2 кпк. Отношение полных светимостей балджа и диска для Галактики в ИК-области составляет $\sim 1/4$ [26].

Абсолютная звездная величина Млечного Пути может быть оценена по соотношению Талли–Фишера. Приняв, что максимальная скорость вращения Галактики составляет 200 км/с, получаем $M^{MW}(B) \approx -20.3$ [252]. Эта оценка близка к характеристической абсолютной звездной величине (M^*) в функции Шехтера, аппроксимирующей функцию светимости нормальных галактик. Тем самым, Млечный Путь является L^* -галактикой, т. е. объектом, светимость которого стала своего рода стандартом измерения светимости. Значение центральной поверхностной яркости звездного диска Галактики ($\mu_0(B) \approx 21$) близко к стандартному значению Фримана (п. 8.1) и находится на изломе функции распределения дисков галактик по этому параметру (рис. 35).

На рис. 48 показано положение характеристик Млечного Пути на разного рода эмпирических зависимостях для спиральных галактик по [111]. Верхний ряд: слева – зависимость между радиальным масштабом распределения яркости (h) и максимальной скоростью вращения, справа – соотношение между линейным радиусом галактики, измеренным в пределах изофоты $\mu(B)=25.0$, и h для галактик типа Sab и позднее. Средний ряд: слева – зависимость между абсолютной звездной величиной диска галактики и величиной ра-

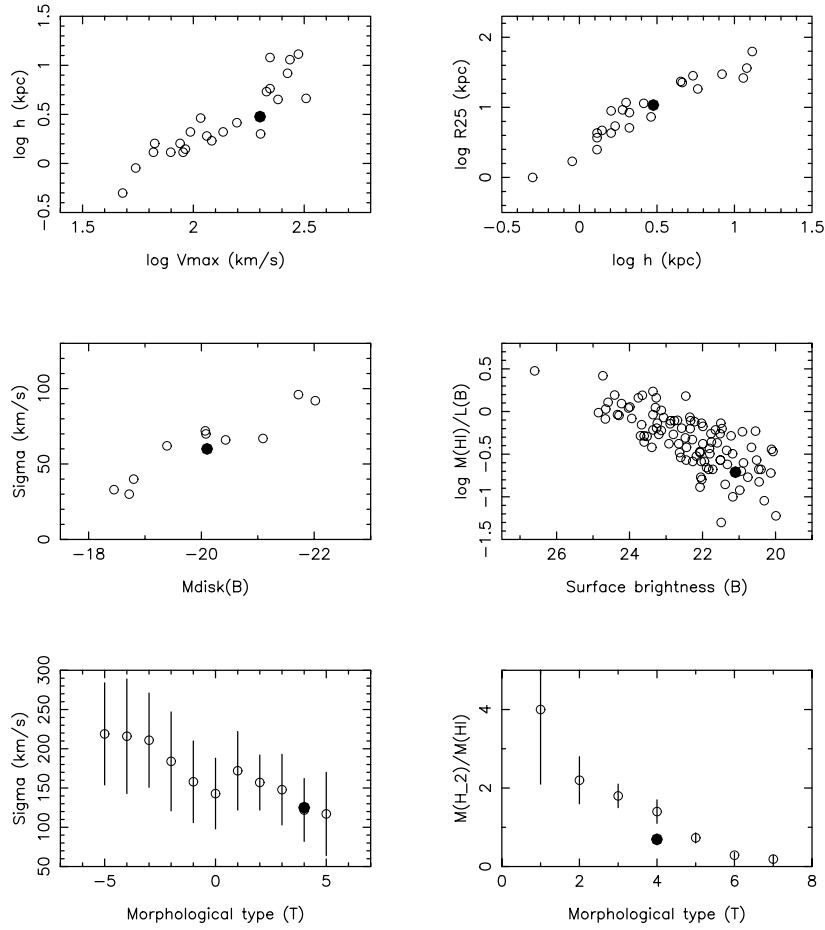


Рис. 48: Эмпирические соотношения между различными характеристиками галактик. Черным кружком показаны параметры Млечного Пути, незаполненные кружки – данные для нормальных галактик (по [111]).

диальной дисперсии скоростей звезд в диске для Sb-Sc галактик; справа – корреляция между центральной поверхностной яркостью диска $\mu_0(B)$ и относительным содержанием нейтрального водорода $M(\text{HI})/L(B)$. Нижний ряд: слева – зависимость между морфологическим типом галактики и центральной дисперсией скоростей звезд; справа – зависимость между типом галактики и отношением масс молекулярного и атомарного водорода. Очевидно, что интегральные характеристики Млечного Пути хорошо согласуются с эмпирическими зависимостями, установленными для нормальных галактик.

Как выглядит наша Галактика для внешнего наблюдателя? ¹⁰ В качестве галактик, на которые похож Млечный Путь, часто ссылаются на изображения М 31 и М 81. Эти галактики, однако, относятся к более ранним подтипам (Sab-Sb) и имеют большие светимости и скорости вращения по сравнению с Млечным Путем. Основываясь на близости наблюдаемых значений V_{max} и $M(B)$, мы отобрали 5 галактик, возможно, похожих на нашу: NGC 2903, NGC 3521, NGC 4258, NGC 5033, NGC 5055 [111]. Любопытно, что 4 из 5 галактик оказались Sbc типа, т. е. типа, к которому традиционно относят и Млечный Путь. Помимо светимостей и скоростей вращения (по этим параметрам галактики были отобраны), предположительные двойники Млечного Пути, как оказалось, имеют сходные с Галактикой значения радиального масштаба ($\langle h \rangle = 3.8 \pm 1.4$ кпк) и центральной поверхностной яркости ($\langle \mu_0(B) \rangle = 20.9 \pm 0.8$).

9 Галактики на больших красных смещениях

Взаимостимулирующее соревнование КТ имени Хаббла и крупнейших наземных телескопов позволило в последние несколько лет получить информацию о фотометрической структуре далеких галактик. Главным фактором, приведшим к этому, является очень высо-

¹⁰С точки зрения очевидца ответ на этот вопрос дал Айзек Азимов: “Галактика медленно повернулась так, что ее можно было видеть под прямым углом к галактической плоскости. Она вытянулась, подобно сверкающему гигантскому водовороту с дугами тьмы, узлами яркого света и центральным пламенем”.

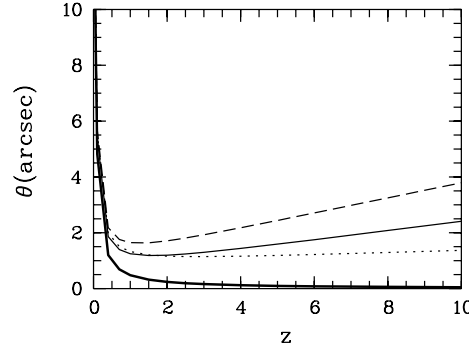


Рис. 49: Видимый угловой размер галактики диаметром 10 кпк (θ) в зависимости от красного смещения z для разных космологических моделей. Толстой непрерывной кривой показана зависимость $\theta \propto 1/z$. Линиями из точек и штрихов изображены модели с нулевым лямбда-членом и параметром замедления q_0 равным 0.05 и 0.5 соответственно. Тонкой непрерывной кривой показано изменение углового диаметра для модели с ненулевым лямбда-членом: $\Omega_\Lambda = 0.7$ и $\Omega_m = 0.3$.

кое ($\leq 0.''1$) угловое разрешение при внеатмосферных оптических наблюдениях (см. п. 2.2.2). Заполненная материей Вселенная работает как гигантская гравитационная линза, которая увеличивает угловые размеры далеких объектов и позволяет изучать их структуру и распределение поверхностной яркости [253]. Как видно на рис. 49, даже небольшая галактика с диаметром 10 кпк должна при любых z уверенно разрешаться при наблюдениях из космоса, так как ее видимый угловой размер будет составлять $\sim 1 - 2''$.

9.1 Полезные формулы

Для того чтобы правильно оценивать расстояния до далеких объектов, а следовательно, их линейные размеры и светимости, необходимо ввести несколько формул. В космологии существует несколько способов оценки расстояний до объектов — например, по их светимости, по угловому размеру.

Под *фотометрическим расстоянием* D_L подразумевается рас-

стояние, определяемое из условия, что поток энергии от объекта меняется как D_L^{-2} . Для модели Вселенной с нулевым лямбда-членом ($\Omega_\Lambda = 0$) фотометрическое расстояние может быть найдено по формуле Маттига [254]:

$$D_L = \frac{c}{H_0 q_0^2} [q_0 z + (q_0 - 1)(\sqrt{2q_0 z + 1} - 1)], \quad (95)$$

где c – скорость света, H_0 – постоянная Хаббла и q_0 – параметр замедления ($q_0 = \Omega_m/2$, Ω_m – безразмерная плотность материи во Вселенной). В пределе при $q_0 \rightarrow 0$ формула (95) переходит в $D_L = cz(1 + z/2)/H_0$. При $z \rightarrow 0$ отсюда следует хорошо знакомое выражение $D_L = cz/H_0$. В случае отличия Ω_Λ от нуля приближенные аналитические выражения для D_L приведены в работе [255].

Светимость далекой галактики определяется стандартным образом: $M = m - 5 \lg(D_L/10 \text{ пк})$, где видимая звездная величина объекта m должна быть исправлена за K -поправку, возможную эволюцию светимости (см. далее), а также за собственное внутреннее поглощение и поглощение в Млечном Пути.

Расстояние, определяемое по угловому размеру, связано с фотометрическим расстоянием соотношением

$$D_A = (1 + z)^{-2} D_L. \quad (96)$$

Линейный размер галактики может быть найден по ее наблюдаемому угловому диаметру θ и D_A :

$$d = \theta D_A = \theta D_L (1 + z)^{-2}. \quad (97)$$

В табл. 6 для разных космологических моделей и значений z приведены наблюдаемые характеристики дисковой галактики с $M(B) = -20.0$ и экспоненциальным масштабом диска $h = 3$ кпк, вычисленные по приведенным выше формулам (светимость галактики не исправлена за K -поправку и эволюцию светимости – см. п. 9.2). Данные таблицы показывают, что далекие галактики должны разрешаться при наблюдениях из космоса (см. также рис. 49). Видимые звездные величины объектов, сравнимых с Млечным Путем по светимости, при $z > 1$ столь велики, что они доступны наблюдениям только на крупнейших современных инструментах. Однако, как будет показано далее, табл. 6 дает слишком оптимистические оценки видимых величин далеких галактик.

Таблица 6:

Характеристики диска с $M(B) = -20.0$ и $h = 3$ кпк при $H_0 = 70$ км/с/Мпк ($m(B)$ – видимая звездная величина в полосе B , θ_h – экспоненциальный масштаб в угл. сек. дуги).

z	$\Omega_m = 0.1$ $\Omega_\Lambda = 0.0$		$\Omega_m = 1.0$ $\Omega_\Lambda = 0.0$		$\Omega_m = 0.3$ $\Omega_\Lambda = 0.7$	
	$m(B)$	θ_h	$m(B)$	θ_h	$m(B)$	θ_h
0.05	16.7	3.1	16.7	3.1	16.7	3.1
0.1	18.3	1.7	18.2	1.7	18.2	1.6
0.5	22.1	0.5	21.9	0.6	21.8	0.5
1.0	24.0	0.4	23.5	0.5	23.4	0.4
3.0	27.3	0.3	26.2	0.6	25.5	0.4

9.2 Проблемы исследования далеких галактик

К сожалению, существуют по крайней мере три принципиальных фактора, сильно затрудняющих наблюдательное исследование далеких галактик. Первые два связаны с расширением Вселенной, а третий – с эволюцией их характеристик со временем.

• Ослабление яркости

Первая из помех – это так называемое *космологическое ослабление поверхностной яркости*, зависящее в модели расширяющейся Вселенной только от красного смещения:

$$I_{obs} = \frac{I_{true}}{(1+z)^4}, \quad (98)$$

где I_{obs} – это наблюдаемая болометрическая поверхностная яркость объекта, имеющего красное смещение z , I_{true} – поверхностная яркость объекта в покоящейся, связанной с самим источником системе координат (см., например, [253]). Множитель $(1+z)^{-4}$ иногда называют множителем Толмана.

Как видно из формулы (98), расширение Вселенной приводит к обескураживающе быстрому падению поверхностной яркости с ростом z . Объекты с $z = 2$ имеют в 3^4 раз меньшие яркости (или, в звездных величинах, $\Delta\mu = 4.8$) по сравнению с аналогичными объ-

ектами вблизи нас. Галактики с $z = 5$ ослабевают на 7 (!) звездных величин. Следовательно, даже с помощью космических наблюдений среди далеких галактик нам доступны лишь те, которые имеют очень высокую поверхностную яркость (например, за счет мощной вспышки звездообразования).

Падение яркости с ростом z (наряду с влиянием K -поправки – см. далее) приводит к еще одной наблюдательной проблеме – при сравнении линейных размеров галактик, наблюдаемых на разных расстояниях, нельзя использовать их изофотные диаметры (т. е. диаметры, измеренные в пределах фиксированного значения поверхностной яркости). Для экспоненциального диска (43) при $z = 0$ радиус в пределах изофоты μ_{lim} равен $r_0 = (\mu_{lim} - \mu_0)/1.0857 h$ (при $\mu_{lim} = 25$ и $\mu_0 = 21.65$, $r_0 = 3.1h$). Радиус диска, наблюдаемого на красном смещении z , с использованием (98) может быть представлен как $r(z) = r_0 - 9.211 \lg(1 + z) h$. Следовательно, уже при $z = 0.1$ изофотный радиус диска уменьшается на $0.38h$ или примерно на 10% оптического радиуса. При $z = 1$ наблюдаемое изменение радиуса достигает $2.8h$.

Для галактики, распределение яркости которой описывается законом Вокулера (11), изменение изофотного радиуса с z дается следующей формулой:

$$r^{1/4}(z) = r_0^{1/4} - 1.201 \lg(1 + z) r_e^{1/4},$$

где $r_0 = [(\mu_{lim} - \mu_e)/8.32678 + 1]^4 r_e$. Для эллиптической галактики NGC 3379 с $\mu_e(B) = 22.24$ (см. рис. 11) изофотный радиус при $\mu_{lim}(B) = 25.0$ равен $r_0 = 3.14 r_e$. При $z = 0.1$ радиус галактики уменьшается до $2.70 r_e$ (на 14%), а при $z = 1$ – до $0.89 r_e$.

При сравнении размеров галактик можно применять, например, величины h (для экспоненциального распределения) или использовать подход, основанный на так называемой “функции Петросяна” [256]. Эта функция (точнее, величина ей обратная) равна

$$\eta(r) = \frac{I(r)}{\langle I(r) \rangle}, \quad (99)$$

где $I(r)$ – поверхностная яркость на расстоянии r от центра, а $\langle I(r) \rangle$ – средняя яркость в пределах этого расстояния; $\eta(r) \rightarrow 1$ при $r \rightarrow 0$ и $\eta(r) \rightarrow 0$ при $r \rightarrow \infty$. Функция $\eta(r)$ не зависит от

нуль-пункта шкалы яркостей, и ее форма определяется только законом распределения яркости в галактике. Размеры галактик, наблюдаемых на разных z , могут сопоставляться при фиксированном значении функции $\eta(r)$: $r_\eta = r(\eta = \text{const})$. Например, для экспоненциального закона (43) функция Петросяна равна $\eta(r) = \frac{1}{2}(r/h)^2(e^{r/h} - r/h - 1)^{-1}$ [257]. При $\eta = \frac{1}{3}$ соответствующий радиус Петросяна $r_\eta = 2.65 h$.

• К-поправка

Второй затрудняющий исследования фактор состоит в том, что при наблюдении движущегося источника мы регистрируем в данном интервале длин волн излучение, испущенное галактикой в другом – смещенном – диапазоне. Исправление наблюдений за этот эффект называется *К-поправкой*. Величина *К-поправки* в звездных величинах равна

$$K(z) = 2.5 \lg(1+z) + 2.5 \lg \frac{\int_0^\infty F(\lambda) S(\lambda) d\lambda}{\int_0^\infty F(\frac{\lambda}{1+z}) S(\lambda) d\lambda}, \quad (100)$$

где $F(\lambda)$ характеризует распределение энергии в спектре галактики, а $S(\lambda)$ – кривая пропускания фильтра и приемника излучения. Первое слагаемое в формуле (100) отражает сужение полосы пропускания приемника в $1+z$ раз, второе учитывает, что излучение, принимаемое на длине волны λ , было испущено на длине волны $\lambda/(1+z)$.

В частном случае, когда распределение энергии в спектре источника может быть описано степенным законом $F(\nu) \propto \nu^{-\alpha}$, формула (100) преобразуется в простое аналитическое выражение (см., например, [258]): $K(z) = 2.5(\alpha - 1) \lg(1+z)$.

У галактик с большими красными смещениями мы наблюдаем в оптическом и ИК диапазонах излучение, испущенное в коротковолновой области спектра. Например, излучение с $\lambda \sim 1500 \text{ \AA}$ от галактики с $z = 2.7$ будет наблюдаться при $z = 0$ в полосе V . Если эта галактика удалена на $z \sim 10$, то ее УФ излучение будет фиксироваться в фильтре H . Основная проблема при учете *К-поправки* состоит в том, что распределение энергии в коротковолновой области спектров галактик известно плохо и поэтому значение этой поправки для далеких галактик может быть очень неточным. Кроме

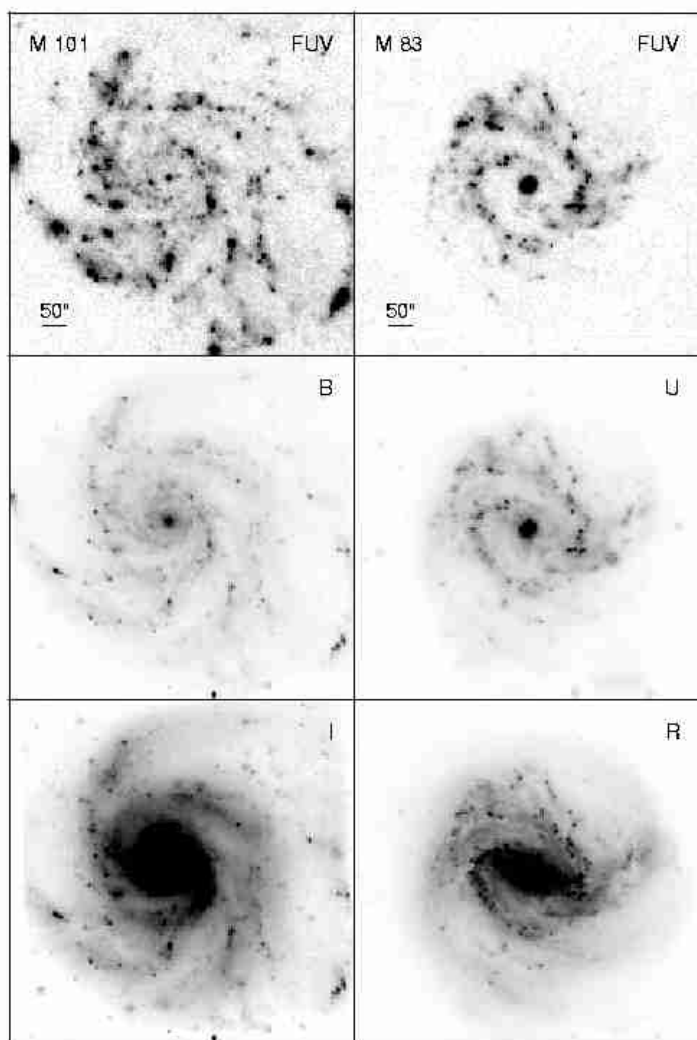


Рис. 50: Изображения галактик М101 и М83 на длине волны $\lambda \sim 1500 \text{ \AA}$ (верхний ряд) и в оптических фильтрах (по [259]).

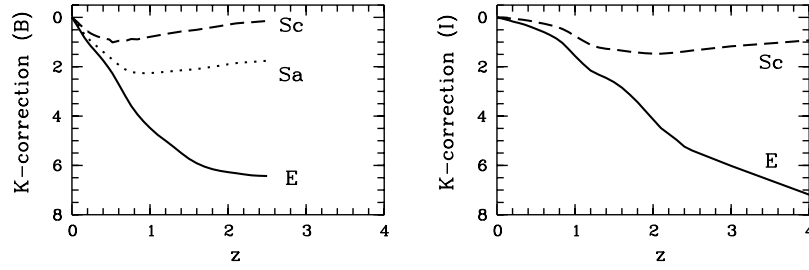


Рис. 51: K -поправки в звездных величинах для галактик разных типов в цветовых полосах B Джонсона (слева) и I Казинса (справа) по [261].

того, на наблюдаемое излучение галактик в УФ диапазоне сильно влияет даже небольшое количество пыли. Объекты, оптически тонкие в видимом диапазоне, могут быть оптически толстыми в УФ.

Большая роль относительного сдвига полос излучения и приема при исследовании далеких объектов иллюстрируется на рис. 50, где для двух близких спиральных галактик сравниваются изображения, полученные в далекой ультрафиолетовой области спектра и в оптическом диапазоне. Наглядно видно, что морфология и распределение поверхностной яркости очень сильно меняются при смещении в УФ диапазон. В [260] было выполнено моделирование того, как будут выглядеть близкие галактики, если их отнести на разные z , и показано, что при оптических фотометрических наблюдениях объектов с $z > 1.5$ практически невозможно получить информацию об их истинных глобальных характеристиках. Для компенсации этого эффекта необходимо проводить наблюдения в более длинноволновой области спектра.

K -поправки для галактик разных морфологических типов в фильтрах B и I согласно [261] показаны на рис. 51 и приведены в Приложении (см. также [262]). На рисунке видно, что относительный сдвиг полос излучения и приема приводит к сильному занижению реальной светимости внегалактического объекта. Следует также обратить внимание на немонотонность значений поправок для спиралей и их быстрый рост с изменением z для эллиптических галактик. Разное поведение $K(z)$ для объектов

разных типов отражает значительные различия в распределениях энергии в их спектрах.

• Поправка за эволюцию

При интерпретации результатов фотометрического изучения далеких галактик и сравнении их с характеристиками близких объектов необходимо учитывать, что далекие объекты могут находиться на более ранней стадии своей эволюции. Фотометрическая структура галактик может эволюционировать как за счет звездно-динамических процессов (см., например, [104]), так и за счет эволюции характеристик составляющих их звезд.

Эллиптические галактики

При сильно упрощенном подходе эллиптическую галактику можно рассматривать как совокупность звезд, родившихся одновременно в ходе одиночной вспышки звездообразования. Приняв эту гипотезу, мы можем рассчитать светимость и показатели цвета галактики на любой момент времени (см. Приложение). Приведем, следуя в основном Тинсли [215], простую аналитическую модель эволюции фотометрических свойств эллиптической галактики.

Предположим, что галактика возникла в момент времени $t = 0$ в ходе короткой одиночной вспышки звездообразования. Полная масса всех звезд равна M_0 , их химический состав близок к солнечному. Начальная функция масс (НФМ) родившихся звезд описывается степенным законом $\phi(m) = \phi_1 (m/m_1)^{-(1+x)}$, где m_1 — масса звезд вблизи точки поворота с главной последовательности (ГП) в момент времени t_1 . Время жизни звезд на ГП (t_m) связано с их массой выражением $m/m_1 = (t_m/t_1)^{-\theta}$ ($\theta \approx 0.2 \div 0.25$). Светимость может быть выражена через соотношение масса—светимость: $l_d(m) = l_1 (m/m_1)^\alpha$, где $\alpha \approx 4 \div 5$. Полная светимость галактики в первом приближении может быть представлена как сумма светимостей звезд, находящихся на ГП (карликов), и гигантов: $L(t) = L_d(t) + L_g(t)$.

Через время t после вспышки звездообразования на ГП остаются только звезды в интервале масс от m_L (нижняя граница НФМ) до m_t (масса точки поворота). Число таких звезд в интервале масс

$(m, m + dm)$ равно

$$n_d(m)dm = M_0\phi_1(m/m_1)^{-(1+x)}dm, \quad m_L \leq m \leq m_t. \quad (101)$$

Звезды чуть более массивные, чем m_t , находятся на ветви гигантов, и их полное число равно числу звезд, которые были на ГП между t и $t - \tau_g$, где τ_g – продолжительность эволюции звезд с массой $\approx m_t$ на стадии после ГП. Количество гигантов, следовательно, равно

$$n_g(m) = M_0\phi(m_t) \left| \frac{dm}{dt_m} \right|_{t_m=t} \cdot \tau_g = M_0\phi_1\theta \frac{m_1}{t_1} \tau_g \left(\frac{t}{t_1} \right)^{-1+\theta x}. \quad (102)$$

Используя формулы (101) и (102) и введенные ранее аппроксимации, можно найти интегральные массы и светимости гигантов и звезд на ГП. Так, например, отношение полной массы гигантов к массе карликов со временем увеличивается, но не превышает величины ~ 0.1 . Следовательно, вклад гигантов в полную звездную массу галактики пренебрежим.

Полная светимость звезд на ГП при $x < \alpha$ составляет

$$L_d(t) = \int_{m_L}^{m_t} l_d(m)n_d(m)dm = \frac{M_0\phi_1 m_1 l_1}{\alpha - x} \left(\frac{t}{t_1} \right)^{-\theta(\alpha-x)}. \quad (103)$$

Интегральная светимость гигантов

$$L_g(t) = l_g n_g(t) = M_0\phi_1\theta \frac{m_1}{t_1} l_g \tau_g \left(\frac{t}{t_1} \right)^{-1+\theta x}. \quad (104)$$

Отношение светимостей гигантов и звезд на ГП может быть представлено в следующем виде:

$$G(t) = \frac{L_g(t)}{L_d(t)} = \theta(\alpha - x) \frac{l_g \tau_g}{l_d(m_t)t}. \quad (105)$$

Подставив в выражение (105) реалистические значения параметров, получаем, что в коротковолновой (голубой) области спектра $G(t) \sim 1$, а в красной области и в интегральном (болометрическом) свете $G(t) \gg 1$, т. е. основной вклад в полную светимость эллиптической галактики дают гиганты.

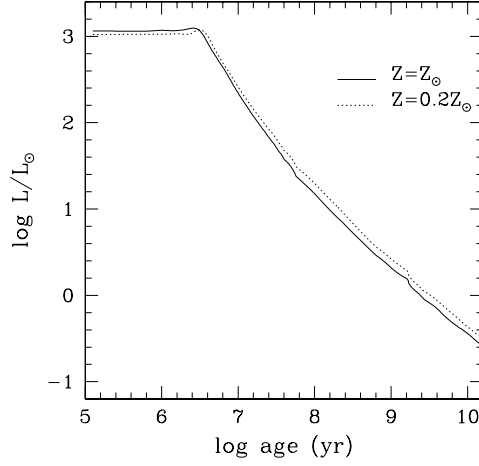


Рис. 52: Эволюция болометрической светимости звезд (их полная масса равна $1M_{\odot}$), возникших в ходе вспышки звездообразования (по [263]).

Оценим темп эволюции интегральной светимости эллиптической галактики. Полная светимость может быть представлена как

$$L(t) = [1 + G(t)]L_d(t) = \frac{M_0\phi_1 m_1 l_1}{\alpha - x} (1 + G) \left(\frac{t}{t_1} \right)^{-\theta(\alpha - x)}. \quad (106)$$

Следовательно,

$$\frac{d \ln L}{d \ln t} = -\theta(\alpha - x) + \frac{t}{1 + G} \frac{dG}{dt}. \quad (107)$$

Второе слагаемое в правой части (107) гораздо меньше первого (см. [215]) и поэтому

$$\frac{d \ln L}{d \ln t} \approx -\theta(\alpha - x) \approx -1.3 + 0.3x. \quad (108)$$

Следовательно, в первом приближении темп эволюции светимости эллиптических галактик ($L(t) \propto t^{-1.3+0.3x}$) зависит только от наклона НФМ: при больших значениях x светимость падает со временем медленнее. Для НФМ Солпитера ($x = 1.35$) зависимость светимости от времени близка к t^{-1} .

Проведенное выше элементарное рассмотрение приближенно согласуется с результатами детальных численных расчетов эволюции фотометрических характеристик эллиптических галактик [215]. На рис. 52 для примера показано изменение со временем болометрической светимости родившихся в ходе одиночной вспышки звездообразования звезд для двух значений металличности. При $t \geq 10^8$ лет падение светимости в логарифмических координатах происходит почти по линейному закону. За время от $t = 10^8$ лет после вспышки звездообразования до $t = 10^{10}$ лет полная светимость уменьшается более, чем на 4^m .

Показатели цвета звезд, родившихся в ходе одиночной вспышки звездообразования, со временем увеличиваются (становятся краснее). Как видно из приведенных в Приложении таблиц, цвета реальных эллиптических галактик при $z = 0$ соответствуют показателям цвета звезд с возрастом $\sim 10^{10}$ лет.

Спиральные галактики

Спиральные галактики сложнее эллиптических, и их нельзя описать в виде однородного по возрасту звездного населения. Процесс звездообразования в спиральных галактиках продолжается на протяжении всей их эволюции и поэтому в любой момент они представляют собой смесь звездных населений разных возрастов. При анализе фотометрической эволюции спиральных галактик в модели необходимо закладывать историю звездообразования (обычно рассматривается постоянная скорость звездообразования или затухающая со временем по экспоненциальному закону). В этом случае нельзя применять простые соображения, использованные для анализа эллиптических галактик, и такие объекты можно изучать только на основе численного моделирования [215].

Величины эволюционных поправок для спиральных галактик, так же как и для эллиптических, могут достигать нескольких звездных величин (см., например, [261]) и, следовательно, они сравнимы с K -поправкой и коррекцией за космологическое ослабление поверхностной яркости (правда, эволюционная поправка имеет другой знак — далекие, т. е. более молодые, объекты являются более яркими).

В заключение этого раздела следует упомянуть еще два отно-

сительно слабо изученных фактора, затрудняющих интерпретацию наблюдений далеких объектов. Первый фактор – это поглощение в межгалактической среде. Второй – ослабление излучения за счет поглощения в дисках проецирующихся на луч зрения галактик. Поглощение в дисках фоновых галактик не является серьезной проблемой при наблюдениях близких объектов. Согласно приведенным в [264] оценкам, за счет этого эффекта в полосе B теряется не более 5% излучения от галактики, находящейся при $z = 2$ (эта оценка зависит от принятой космологической модели). Однако для галактики на $z = 6$ эта доля увеличивается до $\sim 30\%$.

9.3 Результаты изучения далеких объектов

Эллиптические галактики

Исследования далеких скоплений и избранных глубоких полей показали, что большинство гигантских эллиптических галактик к $z \sim 1$ уже существовали и их фотометрическая эволюция при $z \leq 1$ является в основном пассивной, т. е. поверхностные яркости и светимости галактик падают в соответствии с ожидаемыми изменениями для звездного населения, родившегося в процессе одиночной вспышки звездообразования (см. пример на рис. 52).

На рис. 53 показаны проекции Фундаментальной плоскости для 6 скоплений в интервале красных смещений от $z = 0.024$ (Coma) до $z = 0.58$ (MS2053–04). Очевидно, что E/S0 галактики удаленных скоплений располагаются на ФП с примерно тем же разбросом, что и члены близких скоплений. На рис. 54 приведена зависимость от z средних отношений M/L для галактик этих 6 скоплений. Светимости галактик исправлены за космологическое ослабление яркости и K -поправку, и поэтому причиной наблюдаемого на рис. 54 изменения отношения M/L является эволюция их интегральных светимостей со временем. Данные рис. 54 согласуются с темпом изменения $\Delta \lg M/L \approx -0.3 \Delta z$ в цветовой полосе V (при $q_0 = 0.5$) или $\Delta M(V) \approx -0.7 \Delta z$ [265]. В работе [266] найден близкий темп эволюции M/L в полосе B для галактик скоплений вплоть до $z = 0.83$. Наблюдаемый темп изменения светимостей E/S0 галактик скоплений свидетельствует о том, что эти галактики сформировались достаточно давно – при $z \geq 2$ [265, 266].

E/S0 галактики скоплений при $z \sim 0.5 - 1$ показывают зависи-

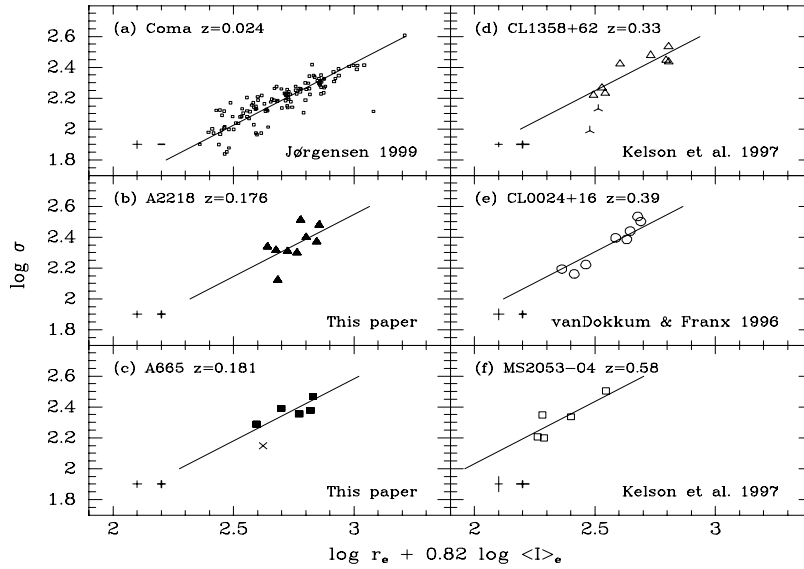


Рис. 53: Фундаментальные плоскости для 6 скоплений галактик в полосе r Ганна (по [265]). Прямой линией на каждом рисунке показана ФП для близких галактик, нуль-пункт которой смещен в соответствии с данными для каждого скопления. Кресты из тонких и толстых линий характеризуют случайные и систематические ошибки измерений для объектов каждого из скоплений.

мость между показателем цвета и светимостью, наклон и разброс которой близок к найденной для близких скоплений [267, 268, 269]. Нуль-пункт соотношения цвет–светимость смещен в сторону более голубых цветов: например, у членов скоплений при $z \sim 0.5$ цвет $U-V$ на $\sim 0.^m3$ меньше, чем у локальных галактик [267]. Изменение показателей цвета галактик скоплений с z количественно согласуется с представлением об их преимущественно пассивной эволюции [268]. Еще одна особенность далеких богатых скоплений – с увеличением красного смещения в них уменьшается доля E/S0 галактик (от $\sim 80\%$ при $z = 0$ до $\sim 40\%$ при $z = 1$) [269].

E/S0 галактики поля (т. е. объекты вне скоплений и групп) де-

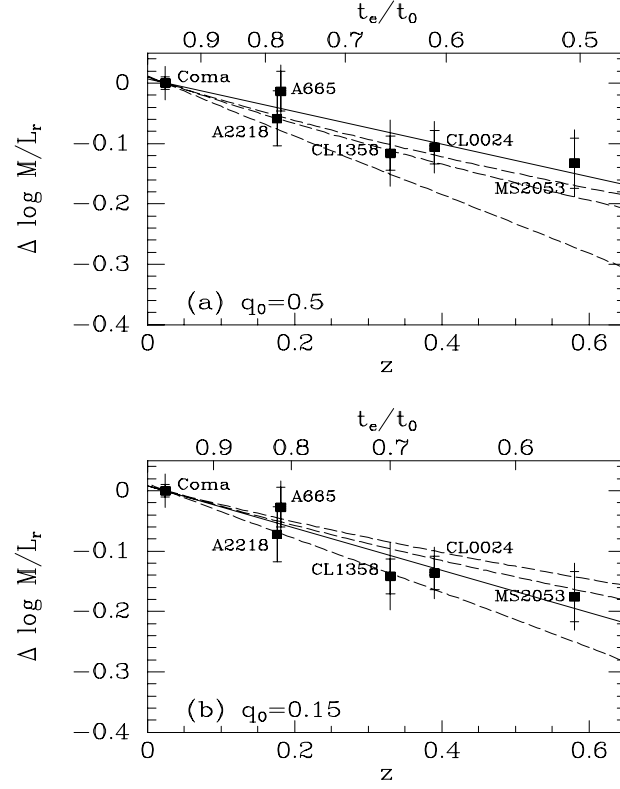


Рис. 54: Зависимость $M/L-z$ для E/S0 галактик скоплений в полосе r Ганна для двух значений параметра замедления q_0 и нулевом лямбда-члене (по [265]). Вдоль верхней горизонтальной оси отложено время в долях возраста Вселенной. Непрерывной линией показана линейная аппроксимация наблюдательных данных. Штриховые линии демонстрируют пассивную эволюцию звездного населения, родившегося в ходе вспышки звездообразования при $z = \infty, 5, 1$ (сверху вниз).

монстрируют сходное поведение при $z \leq 1$. Например, в [270] показано, что при $z \approx 0.9$ эллиптические галактики поля являются на $\sim 1^m$ более яркими (в полосе B), чем близкие галактики сходного линейного размера. Кроме того, их интегральные показатели цвета $U - V$ в среднем на $\sim 0.^m7$ голубее, чем у локальных объектов. Однако галактики поля, в отличие от объектов скоплений, показывают больший разброс соотношения цвет–светимость при $z \sim 0.5$. $U \sim 1/3$ эллиптических галактик поля при $z = 0.2 - 1.0$ наблюдаются эмиссионные линии [OII] $\lambda 3727$, свидетельствующие о происходящем в галактиках звездообразовании со средним темпом $\sim 0.5 M_{\odot}/\text{год}$ [270]. Следовательно, нельзя считать, что Е галактики поля состоят только из старого звездного населения. В [270] сделана оценка, что несколько процентов их звездной массы сформировались при $z \leq 1$.

Анализ соотношения Корменди (фотометрической проекции ФП – см. п. 8.2) для галактик раннего типа в северном Глубоком Поле КТ [271] показал, что если учесть космологическое ослабление поверхностной яркости, K -поправку и активную эволюцию (предполагалось, что галактики сформировались при $z = 5$ и звездообразование в них продолжалось до относительно поздних эпох), то галактики поля уже находились на ФП при $z \approx 2 \div 3$ [272].

Спиральные галактики

Одним из самых замечательных результатов исследования далеких дисковых галактик явилось обнаружение быстрого роста доли морфологически неправильных, асимметричных, пекулярных объектов с ростом красного смещения. Данные, полученные на КТ имени Хаббла, показали, что примерно треть всех галактик при $z \sim 1$ являются неправильными [273, 74]. На рис. 55 показан фрагмент северного Глубокого Поля КТ [271], на котором видно, что среди слабых галактик очень много объектов, не вписывающихся в стандартную хаббловскую классификацию. Одной из причин (возможно, основной) обилия асимметричных галактик в более ранние эпохи могут являться гравитационные взаимодействия и слияния между ними. Данные наблюдений свидетельствуют, что темп взаимодействий и слияний растёт $\propto (1+z)^{2\div 4}$ ([274, 275] и ссылки там же). Следовательно, если среди локальных объектов доля взаимо-

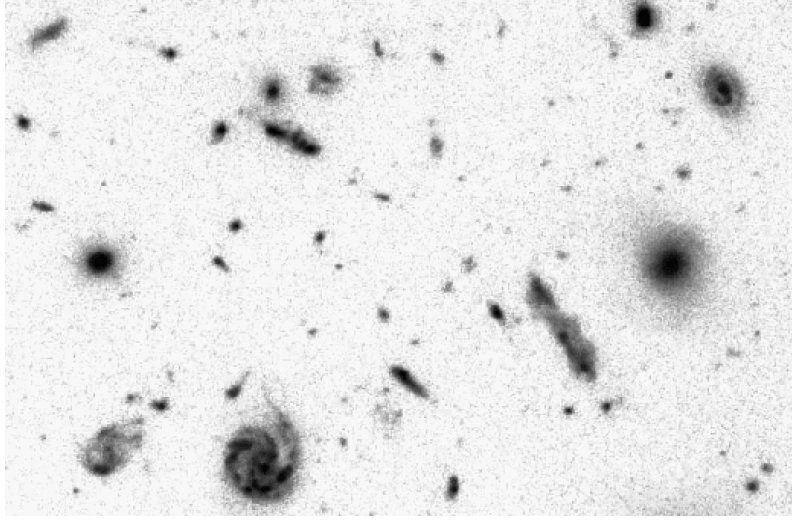


Рис. 55: Фрагмент ($\sim 20'' \times 30''$) северного Глубокого Поля КТ имени Хаббла.

действующих галактик составляет лишь несколько процентов, то при $z \sim 1$ их может быть несколько десятков процентов.

Еще одним любопытным наблюдательным фактом, правда, нуждающимся в подтверждении, является уменьшение к $z \sim 1$ относительной доли спиральных галактик с барами [276]. Причины этого явления неясны. Среди возможных причин упоминают увеличение вклада скрытой массы, которая препятствует возникновению барообразующей неустойчивости, разрушение баров при частых взаимодействиях.

Для больших галактик ($h > 2$ кпк, $H_0 = 75$ км/с/Мпк) распределение дисков по линейным размерам и по h мало меняется при переходе от $z = 0$ к $z \sim 1$ [277, 257]. С другой стороны, есть указания на то, что значения центральных поверхностных яркостей дисков (μ_0) с ростом z увеличиваются. Это увеличение довольно значительно — у дисков больших и ярких (со светимостью $\sim L^*$) спиральных галактик $\Delta\mu_0(B) \approx 1^m - 1.^m5$ при $z = 1$ (см., например, [278, 277]). Рост поверхностной яркости сопровождается уменьше-

нием (поголубением) показателя цвета $U - V$ диска и умеренным ростом эквивалентной ширины эмиссии $[\text{OII}]\lambda 3727$ [277]. Темп изменений характеристик небольших галактик (с $h \leq 2$ кпк) выше, чем у гигантских. Все эти изменения свидетельствуют об усилении темпа звездообразования в дисках спиралей на фактор ~ 3 при $z \sim 0.7$ [277]. Как хорошо известно из исследований близких галактик, к аналогичным изменениям – росту центральной поверхностной яркости, усилению процесса звездообразования – приводят взаимодействия и слияния между галактиками. Поэтому, учитывая быстрый рост темпа взаимодействий с z , можно заключить, что заметный вклад в наблюдаемую эволюцию интегральных характеристик дисков галактик к $z \sim 1$ могут давать слияния и взаимодействия [61, 275].

Балджи спиральных галактик при $z \leq 1$ имеют, в среднем, более красные показатели цвета, чем их диски. С другой стороны, они являются более “голубыми”, по сравнению с эллиптическими галактиками, наблюдаемыми на тех же красных смещениях [279].

Галактики с $z \gg 1$

В последние несколько лет было открыто несколько галактик со спектроскопическими красными смещениями, превышающими 5. Известно также несколько десятков хороших кандидатов в такие объекты, выделенных в северном и южном Глубоких Полях КТ на основе фотометрических красных смещений (см. обзор [280]). При $z > 5$ возраст галактик составляет лишь несколько процентов возраста Вселенной и такие объекты могут рассматриваться как молодые галактики, галактики в процессе формирования. Естественно, что исследование структуры таких объектов является очень важным тестом для современных теорий формирования и эволюции галактик.

Все надежно идентифицированные предельно далекие галактики являются очень компактными, но разрешаемыми объектами. Для примера на рис. 56 показаны изображение и фотометрические профили обнаруженной в северном Глубоком Поле КТ двойной системы с $z = 5.3$ [281]. Обе галактики уверенно разрешаются и имеют исправленные за влияние PSF характерные размеры (полуширины на уровне, соответствующем половине максимума яркости) $0.''24$ и $0.''12$ соответственно для W и E компонентов или, в линейной мере,

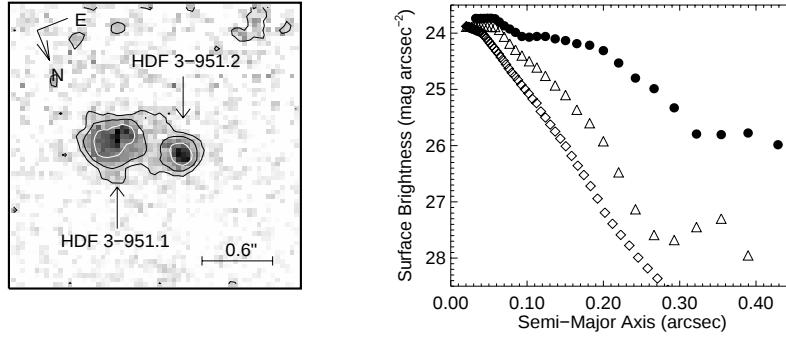


Рис. 56: Изображение двойной системы галактик с $z = 5.3$ в северном Глубоком Поле КТ (слева) и усредненные распределения поверхностной яркости членов системы в цветовой полосе I (справа) (по [281]). Черные кружки – более яркий компонент, треугольники – более слабый. Ромбиками изображено распределение яркости звезды (PSF).

~ 1 кпк. Обе галактики имеют асимметричную структуру, возможно, свидетельствующую о взаимодействии компонентов.

Галактики с $z \sim 3$ (их возраст равен ~ 0.1 – 0.2 возраста Вселенной) также, как правило, компактны (их типичные размеры составляют несколько килопарсек) и часто окружены слабыми протяженными асимметричными оболочками [40]. Центральные поверхностные яркости таких объектов очень высоки ($\sim 18^m$ – 19^m в полосе B в системе отсчета, связанной с самой галактикой), что, вероятно, свидетельствует об очень активном звездообразовании [40, 282]. Основываясь на морфологических свойствах наблюдаемых объектов, высоком темпе звездообразования, их пространственной плотности, авторы [40] предполагают, что при $z \sim 3 \div 3.5$ мы наблюдаем эпоху, когда формировались балджи окружающих нас гигантских спиральных галактик.

Наблюдения далеких ($z \geq 4$) квазаров в радиодиапазоне свидетельствуют о присутствии в них значительного ($\geq 10^8 M_\odot$) количества пыли [283, 284]. Есть указания на существование пыли и у далеких галактик без активных ядер (например, у так называемых “Lyman-break” галактик [285]).

Современные представления о структуре предельно далеких галактик, конечно, в очень сильной степени искажены наблюдательной селекцией. Космологическое ослабление яркости (п. 9.2) приводит к тому, что мы можем наблюдать только объекты, обладающие исключительно высокой поверхностной яркостью. Кроме того, структура галактик в ультрафиолетовой области может не отражать распределение звездной составляющей и сильно отличаться от того, как выглядит объект в оптическом диапазоне (например, рис. 50).

10 Заключение

Представленное пособие не является учебником внегалактической астрономии. Внегалактическая астрономия слишком обширна и многообразна для того, чтобы ее можно было изложить в одной, даже очень толстой, книге. В пособии был рассмотрен лишь один из многих методов исследования галактик – анализ и интерпретация наблюдаемого крупномасштабного распределения поверхностной яркости. Материал изложен очень кратко, в стиле справочника. Более подробные сведения по многим вопросам можно найти в цитируемой литературе.

Следует особо отметить, что поверхностная фотометрия и спектральные наблюдения давали и дают основную информацию о внегалактических объектах. С помощью поверхностной фотометрии была установлена шкала расстояний во Вселенной, открыто существование галактик разных типов и изучены характеристики их глобальных подсистем. Поверхностная фотометрия является также основной методикой при исследовании предельно далеких галактик, спектры большей части которых еще долго будут недоступны крупнейшим наземным и космическим телескопам.

Дальнейшее развитие поверхностной фотометрии будет, вероятно, связано с использованием все более качественных и больших ПЗС–матриц, с одновременным анализом многоцветных данных, полученных в широком спектральном диапазоне (от УФ до ИК), а также с применением все более сложных и реалистических моделей распределения яркости при интерпретации наблюдений.

Автор выражает благодарность рецензентам и коллегам за полезные замечания. Особую признательность хочется выразить Н.Я.Сотниковой и О.К.Сильченко за ценные советы и пожелания, способствовавшие улучшению рукописи.

11 Приложение

В Приложении мы приводим несколько таблиц, которые могут быть полезны при интерпретации результатов поверхностной фотометрии.

Характеристики широкополосной системы
Джонсона–Моргана/Казинса (по [26])

Фильтр	λ_{eff} (nm)	FWHM (nm)	$M_{\odot}$
<i>U</i>	365	66	5.61
<i>B</i>	445	94	5.48
<i>V</i>	551	88	4.83
<i>R</i>	658	138	4.42
<i>I</i>	806	149	4.08
<i>J</i>	1220	213	3.64
<i>H</i>	1630	307	3.32
<i>K</i>	2190	390	3.28
<i>L</i>	3450	472	3.25
<i>M</i>	4750	460	

Закон межзвездного поглощения
в системе Джонсона–Моргана (по [286])

Фильтр	A_{λ}/A_V
<i>U</i>	1.531
<i>B</i>	1.324
<i>V</i>	1.000
<i>R</i>	0.748
<i>I</i>	0.482
<i>J</i>	0.282
<i>H</i>	0.175
<i>K</i>	0.112
<i>L</i>	0.058
<i>M</i>	0.023

Показатели цвета нормальных галактик
в $UBVRI$ системе Джонсона–Моргана/Казинса (по [133, 287])
и в JHK системе Бесселя и Бретта [288] (по [147])

Тип	T	$U - B$	$B - V$	$V - R$	$V - I$	$J - H$	$H - K$
E	-5	0.49	0.92	0.56	1.18	0.71	0.21
S0 ⁻	-3	0.47	0.91	0.55	1.17		
S0 ^o	-2	0.45	0.89	0.55	1.15	0.72	0.23
S0 ⁺	-1	0.42	0.89	0.55	1.14		
S0/a	0	0.32	0.81	0.53	1.11		
Sa	1	0.22	0.74	0.50	1.04	0.74	0.28
Sab	2	0.18	0.72	0.48	1.02		
Sb	3	0.05	0.61	0.46	0.93	0.78	0.26
Sbc	4	-0.03	0.57	0.44	0.93	0.77	0.23
Sc	5	-0.08	0.53	0.41	0.87	0.72	0.22
Scd	6	-0.14	0.47	0.39	0.80		
Sd, Sdm	7,8	-0.13	0.50	0.39	0.83	0.72	0.22
Sm	9	-0.17	0.45	0.36	0.72		
Im	10	-0.22	0.42	0.35	0.73	0.57	0.24

K -поправки галактик в полосах B Джонсона
и I Казинса (по [261])

z	E B	Sa B	Sc B	E I	Sc I
0.02	0. ^m 098	0. ^m 082	0. ^m 050	0. ^m 017	0. ^m 005
0.06	0.297	0.249	0.161	0.042	0.008
0.10	0.508	0.425	0.285	0.073	0.015
0.20	0.993	0.825	0.561	0.164	0.053
0.32	1.443	1.178	0.764	0.262	0.092
0.44	1.914	1.501	0.874	0.391	0.153
0.60	2.708	1.928	0.948	0.593	0.254
0.76	3.590	2.211	0.874	0.853	0.380
1.00	4.483	2.255	0.787	1.564	0.755
1.20	5.001	2.206	0.673	2.156	1.109
1.50	5.732	2.123	0.539	2.628	1.303
2.00	6.274	1.902	0.295	4.137	1.471
2.50	6.432	1.757	0.145	5.397	1.342
3.00				6.022	1.173
4.00				7.187	0.929

Эволюция показателей цвета звезд, родившихся в ходе
одиночной вспышки звездообразования, в $UBVRI$ системе
Джонсона–Моргана/Казинса и в K системе Бесселя и Бретта
(по [289])

$Z=0.004$ ($1/5 Z_{\odot}$)

Время ($\times 10^9$ лет)	$U - B$	$B - V$	$V - R$	$V - I$	$V - K$
1	0.10	0.41	0.27	0.59	1.54
2	0.15	0.64	0.40	0.82	2.08
3	0.18	0.74	0.45	0.92	2.27
5	0.17	0.77	0.47	0.97	2.36
7	0.20	0.81	0.50	1.02	2.46
9	0.22	0.83	0.51	1.05	2.52
11	0.24	0.85	0.52	1.07	2.56
13	0.26	0.86	0.53	1.10	2.64
15	0.25	0.86	0.53	1.10	2.64

$Z=0.02$ ($Z_{\odot}$)

Время ($\times 10^9$ лет)	$U - B$	$B - V$	$V - R$	$V - I$	$V - K$
1	0.21	0.59	0.34	0.70	1.86
2	0.28	0.80	0.48	1.00	2.64
3	0.40	0.89	0.53	1.10	2.90
5	0.45	0.93	0.55	1.14	3.01
7	0.48	0.95	0.56	1.15	3.07
9	0.54	0.98	0.57	1.18	3.13
11	0.59	1.00	0.58	1.21	3.23
13	0.64	1.02	0.59	1.22	3.18
15	0.69	1.04	0.60	1.24	3.24

$Z=0.05$ ($2.5 Z_{\odot}$)

Время ($\times 10^9$ лет)	$U - B$	$B - V$	$V - R$	$V - I$	$V - K$
1	0.36	0.79	0.46	0.91	2.47
2	0.45	0.89	0.54	1.11	3.04
3	0.53	0.94	0.57	1.17	3.21
5	0.69	1.03	0.62	1.26	3.41
7	0.81	1.08	0.65	1.32	3.53
9	0.87	1.10	0.66	1.34	3.58
11	0.91	1.12	0.67	1.36	3.66
13	0.95	1.13	0.67	1.37	3.63
15	0.98	1.14	0.68	1.39	3.67

12 Литература

Список литературы

- [1] Davoust E., Pence W.D. // A&AS. 1982. Vol. 49. P. 631.
- [2] Pence W.D., Davoust E. // A&AS. 1985. Vol. 60. P. 517.
- [3] Bond G.P. // Mem. Amer. Acad. Arts. & Sci. 1848. Vol. 3. P. 75.
- [4] Reynolds J.H. // MNRAS. 1913. Vol. 74. P. 132.
- [5] Walterbos R.A.M., Kennicutt R.C. // A&AS. 1987. Vol. 69. P. 311.
- [6] Hubble E. // ApJ. 1930. Vol. 71. P. 231.
- [7] Redman R.O. // MNRAS. 1936. Vol. 96. P. 588.
- [8] Redman R.O., Shirley E.G. // MNRAS. 1938. Vol. 98. P. 613.
- [9] Whitford A.E. // ApJ. 1936. Vol. 83. P. 424.
- [10] Seyfert C.K. // ApJ. 1940. Vol. 91. P. 528.
- [11] Oort J.H. // ApJ. 1940. Vol. 91. P. 273.
- [12] Patterson F.S. // Harvard Bull. 1940. No. 914. P. 9.
- [13] Vaucouleurs G. de // Handbuch der Physik. Band LIII. Astrophysik IV: Sternsysteme. Berlin. 1959.
- [14] Markov A. // Astron. Nachr. 1929. Vol. 234. Nr. 5609. P. 330.
- [15] Сытинская Н.Н. Абсолютная фотометрия протяженных небесных объектов. Л., 1948.
- [16] Vaucouleurs G. de // Photometry, kinematics and dynamics of galaxies / Ed. D.S.Evans. Univ. of Texas. 1981.
- [17] Okamura S. // PASP. 1988. Vol. 100. P. 524.
- [18] Capaccioli M., Caon N. // Proc. of First ESO/ST-ECF Data Analysis Workshop. 1989. P. 107.
- [19] Jones W.B., Obits D.C., Gallet R.M., Vaucouleurs G. de // Publ. Dept. Astron. Univ. Texas. 1967. Ser. II. Vol. 1. N 8. P. 1.
- [20] Capaccioli M., Vaucouleurs G. de // ApJS. 1983. Vol. 52. P. 465.
- [21] Яковлева В.А., Шнейвайс А.Б., Ильин В.Б., Яблокова Н.В. // Вестник ЛГУ. 1984. № 13. С. 91.
- [22] Макаров В.В., Решетников В.П., Яковлева В.А. // Труды Астрон. Обс. ЛГУ. 1987. Т. 41. С. 112.

- [23] Sasaki T. // Mem. of Faculty of Science, Kyoto University. 1988. Vol. XXXVII. P. 139.
- [24] Milvang-Jensen B., Jorgensen I. // Baltic Astronomy. 1999. Vol. 8. P. 535.
- [25] Mihalas D., Binney J.. Galactic Astronomy. San Francisco. 1981.
- [26] Binney J., Merrifield M. Galactic Astronomy. Princeton. 1998.
- [27] Эйгенсон М.С. Внегалактическая астрономия. М. 1960.
- [28] Воронцов-Вельяминов Б.А. Внегалактическая астрономия. М. 1978.
- [29] Горбачкий В.Г. Введение в физику галактик и скоплений галактик. М. 1986.
- [30] Засов А.В. Физика галактик. М. 1993.
- [31] Morrison H.L., Miller E.D., Harding P. et al. // AJ. 1997. Vol. 113. P. 2061.
- [32] Zheng Z., Shang Z., Su H. et al. // AJ. 1999. Vol. 117. P. 2757.
- [33] Benn C.R., Ellison S.L., New Astron. Rev. 1998. Vol. 42. P. 503.
- [34] Krisciunas K. // PASP. 1997. Vol. 109. P. 1181.
- [35] Неизвестный С.И. // Астрофизические исследования. 1982. Т. 16. С. 49.
- [36] Schaefer B.E. // PASP. 1990. Vol. 102. P. 212.
- [37] Krisciunas K., Schaefer B.E. // PASP. 1991. Vol. 103. P. 1033.
- [38] Capaccioli M., Held E.Vol., Lorenz H., Vietri M. // AJ. 1990. Vol. 99. P. 1813.
- [39] Freeman K.C. // ApJ. 1970. Vol. 160. P. 811.
- [40] Giavalisco M., Steidel C., Macchetto F.D. // ApJ. 1996. Vol. 470. P. 189.
- [41] Moffat A.F.J. // A&A. 1969. Vol. 3. P. 455.
- [42] Pahre M.A. // ApJS. 1999. Vol. 124. P. 127.
- [43] Lehnert M.D., Breugel W.J.M. van, Heckman T.M., Miley G.K. // ApJS. 1999. Vol. 124. P. 11.
- [44] Franx M., Illingworth G., Heckman T. // AJ. 1989. Vol. 98. P. 538.
- [45] Bower R.G., Lucey J.R., Ellis R.S. // MNRAS. 1992. Vol. 254. P. 589.
- [46] Saglia R.P., Bertschinger E., Baggeley G. et al. // MNRAS. 1993. Vol. 264. P. 961.
- [47] Trujillo I., Aguerri J.A.L., Cepa J., Gutierrez C.M. // MNRAS. 2001. Vol. 321. P. 269.

- [48] Trujillo I., Aguerri J.A.L., Cepa J., Gutierrez C.M. // MNRAS. 2001. Vol. 328. P. 977.
- [49] Landolt A.U. // AJ. 1983. Vol. 88. P. 439.
- [50] Харди Х. // Методы астрономии / Ред. В.А. Хилтнер. М., 1967.
- [51] Longo G., Vaucouleurs A. de // Univ. of Texas Monographs in astronomy. No. 3, 3A. 1983, 1985.
- [52] Helou G., Madore B.F., Schmitz M. et al. // Information & On-Line Data in Astronomy. Dordrecht, 1995. P. 95.
- [53] Prugniel Ph., Maubon G. // Galaxy Dynamics: from the Early Universe to the Present. ASP Conf. Ser. 2000. Vol. 197. P. 403.
- [54] Попов И.И. // Труды АО ЛГУ. 1984. Т. 39. С. 73.
- [55] Warmels R.H. // Astronomical Data Analysis Software and Systems I. PASP Conf. Ser. 1992. Vol. 25. P. 115.
- [56] Князев А.Ю. Стандартная система редукции астрономических данных MIDAS. Препринт САО РАН. Нижний Архыз, 1999.
- [57] Tody D. // Astronomical Data Analysis Software and Systems II. PASP Conf. Ser. 1993. Vol. 52. P. 173.
- [58] King I.R. // PASP. 1988. Vol. 100. P. 999.
- [59] Vaucouleurs G. de // Ann. d'AP. 1948. Vol. 11. P. 247.
- [60] Vaucouleurs G. de, Page J. // ApJ. 1962. Vol. 136. P. 107.
- [61] Евстигнеева Е.А., Решетников В.П. // Письма в АЖ. 1999. Т. 25. С. 673.
- [62] Watanabe M., Kodaira K., Okamura S. // ApJS. 1982. Vol. 50. P. 1.
- [63] Carter D. // MNRAS. 1978. Vol. 182. P. 797.
- [64] Bender R., Mollenhoff C. // A&A. 1987. Vol. 177. P. 71.
- [65] Rix H.-W., White S.D.M. // ApJ. 1990. Vol. 362. P. 52.
- [66] Bender R., Surma P., Dobereiner S., Mollenhoff C., Madejsky R. // A&A. 1989. Vol. 217. P. 35.
- [67] Kormendy J., Bender R. // ApJ. 1996. Vol. 464. P. 119L.
- [68] Bosch F.C. van den, Emsellem E. // MNRAS. 1998. Vol. 298. P. 267.
- [69] Peletier R.F., Davies R.L., Illingworth G.D. et al. // AJ. 1990. Vol. 100. P. 1091.
- [70] Vaucouleurs G. de, Aguero E. // PASP. 1973. Vol. 85. P. 150.

- [71] Решетников В.П. // Кинемат. физ. неб. тел. 1990. Т. 6. С. 30.
- [72] Okamura S., Kodaira K., Watanabe M. // ApJ. 1984. Vol. 280. P. 7.
- [73] Abraham R.G., Valdes F., Yee H.K.C., Bergh S. van den // ApJ. 1994. Vol. 432. P. 75.
- [74] Brinchmann J., Abraham R., Schade D. et al. // ApJ. 1998. Vol. 499. P. 112.
- [75] Vaucouleurs G. de // ApJS. 1977. Vol. 33. P. 211.
- [76] Vaucouleurs G. de, Corwin H.G. // ApJS. 1977. Vol. 33. P. 219.
- [77] Schade D., Lilly S.J., Carmpton D. et al. // ApJ. 1995. Vol. 451. P. 1L.
- [78] Conselice C.J., Bershadsky M.A., Jangren A. // ApJ. 2000. Vol. 529. P. 886.
- [79] Conselice C.J. // PASP. 1997. Vol. 109. P. 1251.
- [80] Rix H.-W., Zaritsky D. // ApJ. 1995. Vol. 447. P. 82.
- [81] Zaritsky D., Rix H.-W. // ApJ. 1997. Vol. 477. P. 118.
- [82] Rudnick G., Rix H.-W. // AJ. 1998. Vol. 116. P. 1163.
- [83] Hubble E. // ApJ. 1926. Vol. 64. P. 321.
- [84] Reshetnikov V.P. // A&A. 1993. Vol. 280. P. 400.
- [85] Ryden B.S., Terndrup D.M., Pogge R.W., Lauer T.R. // ApJ. 1999. Vol. 517. P. 650.
- [86] Capaccioli M. // The World of Galaxies. New York. P. 208. 1989.
- [87] King I.R. // AJ. 1962. Vol. 67. P. 471.
- [88] Sersic J.-L. Atlas de Galaxias Australes. Cordoba. 1968.
- [89] Jaffe W. // MNRAS. 1983. Vol. 202. P. 995.
- [90] Hernquist L. // ApJ. 1990. Vol. 356. P. 359.
- [91] Young P.J. // AJ. 1976. Vol. 81. P. 807.
- [92] Vaucouleurs G. de, Capaccioli M. // ApJS. 1979. Vol. 40. P. 699.
- [93] Burkert A. // A&A. 1993. Vol. 278. P. 23.
- [94] Mellier Y., Mathez G. // A&A. 1987. Vol. 175. P. 1.
- [95] Monnet G., Simien F. // A&A. 1977. Vol. 56. P. 173.
- [96] Ciotti L., Bertin G. // A&A. 1999. Vol. 352. P. 447.
- [97] Mazure A., Capelato H.V. // A&A. 2002. Vol. 383. P. 384.

- [98] Trujillo I., Ramos A.A., Rubino-Martin J.A. et al. // MNRAS. 2002. (astro-ph/0201485).
- [99] Ciotti L. // A&A. 1991. Vol. 249. P. 99.
- [100] Bendinelli O., Ciotti L., Parmeggiani G. // A&A. 1993. Vol. 279. P. 668.
- [101] Simonneau E., Prada F. // MNRAS. (astro-ph/9906151) .
- [102] King I.R. // AJ. 1966. Vol. 71. P. 276.
- [103] Bailey M.E., MacDonald J. // MNRAS. 1981. Vol. 194. P. 195.
- [104] Binney J., Tremaine S. Galactic Dynamics. Princeton. 1987.
- [105] Lauer T.R., Ajhar E.A., Byun Y.-I. et al. // AJ. 1995. Vol. 110. P. 2622.
- [106] Byun Y.-I., Grillmair C.J., Faber S.M. et al. // AJ. 1996. Vol. 111. P. 1889.
- [107] Tremaine S. // Unsolved Problems in Astrophysics. Princeton. P. 137. 1997.
- [108] Gebhardt K., Richstone D., Ajhar E.A. et al. // AJ. 1996. Vol. 112. P. 105.
- [109] Faber S.M., Tremaine S., Ajhar E.A. et al. // AJ. 1997. Vol. 114. P. 1771.
- [110] Frei Z., Guhathakurta P., Gunn J.E. // AJ. 1996. Vol. 111. P. 174.
- [111] Решетников В.П. // Астрофизика. 2000. Т. 43. С. 197.
- [112] Шаров А.С. Спиральная галактика Мессье 33. М., 1988 .
- [113] Kruit P.C. van der, Searle L. // A&A. 1981. Vol. 95. P. 105.
- [114] Persic M., Salucci P., Stel F. // MNRAS. 1996. Vol. 281. P. 27.
- [115] Casertano S. // MNRAS. 1983. Vol. 203. P. 735.
- [116] Reshetnikov V., Combes F. // A&AS. 1996. Vol. 116. P. 417.
- [117] Spitzer L. // ApJ. 1942. Vol. 95. P. 329.
- [118] Wainscoat R.J., Freeman K.C., Hyland A.R. // ApJ. 1989. Vol. 337. P. 163.
- [119] Kruit P.C. van der // A&A. 1988. Vol. 192. P. 117.
- [120] Matthews L.D., Gallagher J.S., Driel W. van // AJ. 1999. Vol. 118. P. 2751.
- [121] Gavazzi G., Franzetti P., Scodeggio M. et al. // A&AS. 2000. Vol. 142. P. 65.

- [122] Kormendy J. // ApJ. 1977. Vol. 217. P. 406.
- [123] Simien F. // Le Monde des Galaxies. Berlin, 1989. P. 293.
- [124] Schombert J.M., Bothun G.D. // AJ. 1987. Vol. 92. P. 60.
- [125] Baggett W.E., Baggett S.M., Anderson K.S.J. // AJ. 1998. Vol. 116. P. 1626.
- [126] Knapen J.H., Kruit P.C. van der // A&A. 1991. Vol. 248. P. 5.
- [127] Byun Y.I., Freeman K.C. // ApJ. 1995. Vol. 448. P. 563.
- [128] Wadadekar Y., Robbason B., Kembhavi A. // AJ. 1998. Vol. 117. P. 1219.
- [129] Kent S.M. // AJ. 1986. Vol. 91. P. 1301.
- [130] Simien F., Michard R. // A&A. 1990. Vol. 227. P. 11.
- [131] Andredakis Y.C., Peletier R.F., Balcells M. // MNRAS. 1995. Vol. 275. P. 874.
- [132] Michard R. // A&AS. 1998. Vol. 127. P. 299.
- [133] Buta R., Mitra S., Vaucouleurs G. de, Corwin H.G. // AJ. 1994. Vol. 107. P. 118.
- [134] Simien F., Vaucouleurs G. de // ApJ. 1986. Vol. 302. P. 564.
- [135] Eskridge P.B., Frogel J.A., Pogge R.W. et al. // AJ. 2000. Vol. 119. P. 536.
- [136] Buta R., Combes F. // Fund. Cosmic Physics. 1996. Vol. 17. P. 95.
- [137] Freeman K.C. // MNRAS. 1966. Vol. 133. P. 47.
- [138] Prieto M., Gottesman S.T., Aguerri J.A.L., Varela A.M. // AJ. 1997. Vol. 114. P. 1413.
- [139] Моисеев А.В. Препринт 134 CAO РАН. Нижний Архыз, 1998.
- [140] Duval M.F., Athanassoula E. // A&A. 1983. Vol. 121. P. 297.
- [141] Cappellari M. MNRAS. 2002. (astro-ph/0201430).
- [142] Jong R.S. de // A&AS. 1996. Vol. 118. P. 557.
- [143] Vaucouleurs G. de, Vaucouleurs A. de, Corwin H.G. et al. Third Reference Catalogue of Bright Galaxies. New York, 1991. (RC3)
- [144] Okamura S., Yasuda N., Shimasaku K. et al. // PASP. 1999. Vol. 111. P. 310.
- [145] Prugniel Ph., Heraudeau Ph. // A&AS. 1998. Vol. 128. P. 299.
- [146] Naim A., Lahav O., Buta R.J. et al. // MNRAS. 1995. Vol. 274. P. 1107.

- [147] Fioc M., Rocca-Volmerange B. // A&A. 1999. Vol. 351. P. 869.
- [148] Fraser C.W. // A&AS. 1977. Vol. 29. P. 161.
- [149] Koopman R.A., Kenney J.D.P. // ApJ. 1998. Vol. 497. P. 75L.
- [150] Holmberg E. // Medd. Lunds Astron. Obs. 1958. Nr. 136.
- [151] Disney M., Davies J., Phillips S. // MNRAS. 1989. Vol. 239. P. 939.
- [152] Valentijn E.A. // Nature. 1990. Vol. 346. P. 153.
- [153] Davies J.I., Burstein D., eds. // The Opacity of Spiral Disks. Proceedings of the NATO Advanced Research Workshop. Dordrecht, 1995.
- [154] Boroson T. // ApJS. 1981. Vol. 46. P. 177.
- [155] Tully R.B., Fouque P. // ApJS. 1985. Vol. 58. P. 67.
- [156] Засов А.В. // Астрон. журн. 1978. Т. 55. С. 465.
- [157] Reshetnikov V., Combes F. // A&A. 1998. Vol. 337. P. 9.
- [158] Xilouris E.M., Alton P.B., Davies J.I et al. // A&A. 1998. Vol. 331. P. 894.
- [159] Byun Y.I., Freeman K.C., Kylafis N.D. // ApJ. 1994. Vol. 432. P. 114.
- [160] Bianchi S., Ferrara A., Giovanardi C. // ApJ. 1996. Vol. 465. P. 127.
- [161] Kodaira K., Ohta K. // PASJ. 1994. Vol. 46. P. 155.
- [162] Holmberg E. // Lund Obs. Medd. 1947. No. 120.
- [163] Witt A.N., Thronson H., Capuano J.M. // ApJ. 1992. Vol. 393. P. 611.
- [164] White R.E., Keel W.C. // Nature. 1992. Vol. 359. P. 129.
- [165] White R.E., Keel W.C., Conselice C.J. // ApJ. 2000. Vol. 542. P. 761.
- [166] Keel W.C., White R.E. // AAS Bulletin. 1999. Vol. 31. P. 1524.
- [167] Решетников В.П., Сазонова Л.Н. // Письма в АЖ. 1993. Т. 19. С. 708.
- [168] Moriondo G., Giovanelli R., Haynes M.P. // A&A. 1998. Vol. 338. P. 795.
- [169] Kuchinski L.E., Terndrup D.M., Gordon K.D., Witt A.N. // AJ. 1998. Vol. 115. P. 1438.
- [170] Xilouris E.M., Byun Y.I., Kylafis N.D. et al. // A&A. 1999. Vol. 344. P. 868.
- [171] Wang B., Heckman T.M. // ApJ. 1996. Vol. 457. P. 645.
- [172] Giovanelli R., Haynes M.P., Salzer J.J. et al. // AJ. 1995. Vol. 110. P. 1059.

- [173] Tully R.B., Pierce M.J., Huang J.-S. et al. // A.J. 1998. Vol.115. P. 2264.
- [174] Granato G.L., Lacey C.G., Silva L. et al. // ApJ. 2000. Vol.542. P. 710.
- [175] Davies J.I., Trewhella M., Jones H. et al. // MNRAS. 1997. Vol.288. P. 679.
- [176] Ferrara A., Bianchi S., Cimatti A., Giovanardi C. // ApJS. 1999. Vol.123. P. 437.
- [177] Heidmann J., Heidmann N., Vaucouleurs G. de // Mem. RAS. 1971. Vol.75. P. 85.
- [178] Недялков П.Л. // Письма в АЖ. 1993. Т.19. С.310.
- [179] Roberts M.S., Haynes M.P. // ARAA. 1994. Vol.32. P. 115.
- [180] Han M. // ApJ. 1992. Vol.391. P. 617.
- [181] Недялков П.Л. // Письма в АЖ. 1993. Т.19. С.461.
- [182] Goudfrooij P., Jong T. de // A&A. 1995. Vol.298. P. 784.
- [183] Wise M.W., Silva D.R. // ApJ. 1996. Vol.461. P. 155.
- [184] Baes M., Dejonghe H. // MNRAS. 2000. Vol.313. P. 153.
- [185] Michaud R., Simien F. // A&A. 1993. Vol.274. P. 25L.
- [186] van der Kruit P.C. // A&A. 1987. Vol.173. P. 59.
- [187] Disney M.J. // Nature. 1976. Vol.263. P. 573.
- [188] Disney M., Phillips S. // MNRAS. 1983. Vol.205. P. 1253.
- [189] Bothun G.D., Impey C.D., Malin D.F., Mould J.R. // A.J. 1987. Vol. 94. P. 23.
- [190] O'Neil K., Bothun G. // ApJ. 2000. Vol.529. P. 811.
- [191] Jong R.S. de, Lacey C. // ApJ. 2000. Vol.545. P. 781.
- [192] Reshetnikov V.P., Hagen-Thorn V.A., Yakovleva V.A. // A&A. 1993. Vol.278. P. 351.
- [193] Jong R.S. de // A&A. 1996. Vol.313. P. 45.
- [194] Grijs R. de // MNRAS. 1998. Vol.299. P. 595.
- [195] Gavazzi G., Pierini D., Boselli A. // A&A. 1996. Vol.312. P. 397.
- [196] McGaugh S.S. // MNRAS. 1996. Vol.280. P. 337.
- [197] Pohlen M., Dettmar R.-J., Lutticke R. // A&A. 2000. Vol.357. P. 1L.
- [198] Kennicutt R.C. // ApJ. 1989. Vol.344. P. 685.

- [199] Решетников В.П. // Письма в АЖ. 2000. Т. 26. С. 563.
- [200] Byun Y.-I. // Dust opacity and structure of spiral galaxies. PhD Thesis. Australian Nation. Univers. 1992.
- [201] Mo H.J., Mao S., White S.D.M. // MNRAS. 1998. Vol. 295. P. 319.
- [202] White S.D.M., Rees M.J. // MNRAS. 1978. Vol. 183. P. 341.
- [203] Fall S.M., Efststhiou G. // MNRAS. 1980. Vol. 193. P. 189.
- [204] Dalcanton J.J., Spergel D.N., Summers F.J. // ApJ. 1997. Vol. 482. P. 659.
- [205] Grijs R. de, van der Kruit P.C. // A&AS. 1996. Vol. 117. P. 19.
- [206] Reshetnikov V.P., Combes F. // A&A. 1997. Vol. 324. P. 80.
- [207] Grijs R. de, Peletier R.F. // A&A. 1997. Vol. 320. P. 21L.
- [208] Bottema R. // A&A. 1993. Vol. 275. P. 16.
- [209] Toth G., Ostriker J.P. // ApJ. 1992. Vol. 389. P. 5.
- [210] Ma J., Peng Q.-H., Chen R. et al. // A&AS. 1997. Vol. 126. P. 503.
- [211] Ma J., Zhao J.L., Shu C.G., Peng Q.H. // A&A. 1999. Vol. 350. P. 31.
- [212] Сотникова Н.Я., Решетников В.П. // Известия РАН. Сер. Физ. 1998. Т. 62. С. 1754.
- [213] Засов А.В., Макаров Д.И., Михайлова Е.А. // Письма в АЖ. 1991. Т. 17. С. 884.
- [214] Larson R.B., Tinsley B.M. // ApJ. 1978. Vol. 219. P. 46.
- [215] Tinsley B.M. // Handbook of Astronomy, Astrophysics and Geophysics. Volume II. Galaxies and Cosmology. V.M.Canuto, B.G.Elmegreen eds. New York. 1988 .
- [216] Grijs R. de, Peletier R.F. // MNRAS. 1999. Vol. 310. P. 157.
- [217] Jong R.S. de // A&A. 1996. Vol. 313. P. 377.
- [218] Grijs R. de, Peletier R.F. // MNRAS. 2000. Vol. 313. P. 800.
- [219] Andredakis Y.C., Peletier R.F., Balcells M. // MNRAS. 1995. Vol. 275. P. 874.
- [220] Khosroshahi H.G., Wadadekar Y., Kembhavi A. // ApJ. 2000. Vol. 533. P. 162.
- [221] Graham A.W. // AJ. 2001. Vol. 121. P. 820.
- [222] Balcells M., Peletier R. // AJ. 1994. Vol. 107. P. 135.
- [223] Courteau S., Jong R. de, Broeils A. // ApJ. 1996. Vol. 457. P. 73L.

- [224] Khosroshahi H.G., Wadadekar Y., Kembhavi A., Mobasher B. // ApJ. 2000. Vol. 531. P. 103L.
- [225] Schechter P.L., Dressler A. // AJ. 1987. Vol. 94. P. 563.
- [226] Wyse R.F.G., Gilmore G., Franx M. // ARAA. 1997. Vol. 35. P. 637.
- [227] Karachentsev I. // AJ. 1989. Vol. 97. P. 1566.
- [228] Moriondo G., Giovanelli R., Haynes M.P. // A&A. 1999. Vol. 346. P. 415.
- [229] Koda J., Sofue Y., Wada K. // ApJ. 2000. Vol. 531. P. 20L.
- [230] Kormendy J. // ApJ. 1977. Vol. 218. P. 333.
- [231] Capaccioli M., Caon N., D'Onofrio M. // MNRAS. 1992. Vol. 259. P. 323.
- [232] Scodeggio M., Giovanelli R., Haynes M.P. // AJ. 1997. Vol. 113. P. 2087.
- [233] Djorgovski S., Davis M. // ApJ. 1987. Vol. 313. P. 59.
- [234] Dressler A., Lynden-Bell D., Burstein D. et al. // ApJ. 1987. Vol. 313. P. 42.
- [235] Faber S.M., Jackson R.E. // ApJ. 1976. Vol. 204. P. 668.
- [236] Pahre M.A., Djorgovski S.G., Carvalho R.R. de // AJ. 1998. Vol. 116. P. 1591.
- [237] Pahre M.A., Carvalho R.R. de, Djorgovski S.G. // AJ. 1998. Vol. 116. P. 1606.
- [238] Scodeggio M., Gavazzi G., Belsole E. et al. // MNRAS. 1998. Vol. 301. P. 1001.
- [239] Djorgovski S., Carvalho R. de, Han M.-S. // The Extragalactic Distance Scale. ASP Conf. Ser. 1988. Vol. 4. P. 329.
- [240] Marel R.P. van der // MNRAS. 1991. Vol. 253. P. 710.
- [241] Schweizer F., Seitzer P. // AJ. 1992. Vol. 104. P. 1039.
- [242] Schweizer F., Seitzer P., Faber S.M. et al. // ApJ. 1990. Vol. 364. P. 33L.
- [243] Марочник Л.С., Сучков А.А. Галактика М. 1984.
- [244] Gilmore G., King I., van der Kruit P. // The Milky Way as a Galaxy. SAAS-FEE. 1989.
- [245] Kruit P.C. van der // Legacy of J.C.Kapteyn. Groningen, 1999. (Kapteyn Astron. Inst. preprint 278)

- [246] Kent S.M., Dame T.M., Fazio G. // ApJ. 1991. Vol. 378. P. 131.
- [247] Sackett P.D. // ApJ. 1997. Vol. 483. P. 103.
- [248] Kruit P.C. van der // A&A. 1986. Vol. 157. P. 230.
- [249] Kimeswenger S., Hoffman B., Schlosser W., Schmidt-Kaler Th. // A&AS. 1993. Vol. 97. P. 517.
- [250] Vaucouleurs G. de, Pence W.D. // AJ. 1978. Vol. 83. P. 1163.
- [251] Binney J., Gerhard O., Spergel D. // MNRAS. 1997. Vol. 288. P. 365.
- [252] Pierce M.J., Tully R.B. // ApJ. 1992. Vol. 387. P. 47.
- [253] Зельдович Я.Б., Новиков И.Д. Строение и эволюция Вселенной. М., 1975.
- [254] Mattig W. // Astron. Nachr. 1958. Vol. 284. P. 109.
- [255] Pen U.-L. // ApJS. 1999. Vol. 120. P. 49.
- [256] Petrosian V. // ApJ. 1976. Vol. 210. P. 53L.
- [257] Takamiya M. // ApJS. 1999. Vol. 122. P. 109.
- [258] Peacock J.A. Cosmological physics. Cambridge University Press, 1999.
- [259] Kuchinski L.E., Freedman W.L., Madore B.F. et al. // ApJS. 2000. Vol. 131. P. 441.
- [260] Hibbard J.E., Vacca W.D. // AJ. 1997. Vol. 114. P. 1741.
- [261] Poggianti B.M. // A&AS. 1997. Vol. 122. P. 399.
- [262] Frei Z., Gunn J.E. // AJ. 1994. Vol. 108. P. 1476.
- [263] Madau P., Pozzetti L. // MNRAS. 2000. Vol. 312. P. 9L.
- [264] Alton P.B., Xilouris E.M., Bianchi S. et al. // A&A. 2000. Vol. 356. P. 795.
- [265] Jorgensen I., Franx M., Hjorth J., van Dokkum P. // MNRAS. 1999. Vol. 308. P. 833.
- [266] Dokkum P.G. van, Franx M., Kelson D.D. et al. // ApJ. 1998. Vol. 504. P. 17L.
- [267] Ellis R.E., Smail I., Dressler A. et al. // ApJ. 1997. Vol. 483. P. 582.
- [268] Stanford S.A., Eisenhardt P. R., Dickinson M. // ApJ. 1998. Vol. 492. P. 461.
- [269] Dokkum P.G. van, Franx M., Fabricant D. et al. // ApJ. 2000. Vol. 541. P. 95.
- [270] Schade D., Lilly S.J., Crampton D. et al. // ApJ. 1999. Vol. 525. P. 31.

- [271] Williams R.E., Blacker B., Dickinson M. et al. // AJ. 1996. Vol. 112. P. 1335.
- [272] Fasano G., Cristiani S., Arnouts S., Filippi M. // AJ. 1998. Vol. 115. P. 1400.
- [273] Naim A., Ratnatunga K.U., Griffiths R.E. // ApJ. 1997. Vol. 476. P. 510.
- [274] Reshetnikov V.P. // A&A. 2000. Vol. 353. P. 92.
- [275] Le Fevre O., Abraham R., Lilly S.J. et al. // MNRAS. 2000. Vol. 311. P. 565.
- [276] Abraham R.G., Merrifield M.R., Ellis R.S. et al. // MNRAS. 1999. Vol. 308. P. 569.
- [277] Lilly S., Schade D., Ellis R. et al. // ApJ. 1998. Vol. 500. P. 75.
- [278] Schade D., Lilly S.J., Le Fevre O. et al. // ApJ. 1996. Vol. 464. P. 79.
- [279] Ellis R.S., Abraham R.G., Dickinson M.E. // ApJ . 2001. Vol. 551. P. 111.
- [280] Stern D., Spinrad H. // PASP. 1999. Vol. 111. P. 1475.
- [281] Spinrad H., Stern D., Bunker A. et al. // AJ. 1998. Vol. 116. P. 2617.
- [282] Steidel C.S., Giavalisco M., Pettini M. et al. // ApJ. 1996. Vol. 462. P. 17.
- [283] Benford D.J., Cox P., Omont A. et al. // ApJ. 1999. Vol. 518. P. 65L.
- [284] Carilli C.L., Bertoldi F., Menten K.M. et al. // ApJ. 2000. Vol. 533. P. 13L.
- [285] Steidel C.C., Adelberger K.L., Giavalisco M. et al. // ApJ. 1999. Vol. 519. P. 1.
- [286] Rieke G.H., Lebofsky M.J. // ApJ. 1985. Vol. 288. P. 618.
- [287] Buta R., Williams K.L. // AJ. 1995. Vol. 109. P. 543.
- [288] Bessel M.S., Brett J.M. // PASP. 1988. Vol. 100. P. 1134.
- [289] Kurth O.M., Fritze-v. Alvensleben U., Fricke K.J. // A&AS. 1999. Vol. 138. P. 19.