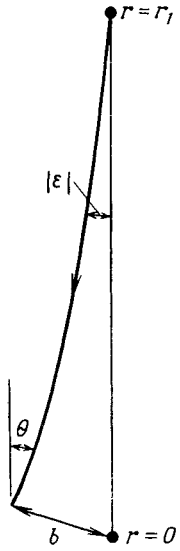
объяснения, как, например, гравитационное красное смещение, вызванное очень сильными локальными гравитационными полями. (Такое объяснение могло быть особенно привлекательным ввиду триумфа общей теории относительности во время экспедиции 1919 г. по наблюдению солнечного затмения.) Однако в серии статей, относящейся к 20-м годам, Виртц [13, 14] и К. Лундмарк [15] показали, что красное смещение Слайфера возрастает с ростом расстояния до спиральной туманности, а потому этот факт проще всего интерпретировать как разбегание удаленных галактик, причем более удаленными, естественно, являются те галактики, у которых скорость больше. Интерпретация красного смещения как космологического эффекта Доплера окончательно установилась в мнении большинства астрономов после сообщения Э. Хаббла [16] в 1929 г. о «приблизительном линейном соотношении между скоростями и расстояниями». Эта интерпретация пережила десятилетия и действует поныне.

Обсуждение этого вопроса нельзя продолжить, не уяснив сначала, как определяются космологические расстояния и как они связаны с координатным расстоянием r_1. Мы вернемся к красному смещению в § 6 этой главы.

§ 4. Измерения расстояний

В настоящее время есть только два (не считая измерений красного смещения) способа определения расстояний до объекта вне нашей Галактики. Когда известна абсолютная светимость[1]) объекта, мы можем сравнить ее с наблюдаемой видимой светимостью, или когда мы знаем истинный диаметр объекта, мы можем сравнить его с наблюдаемым угловым диаметром. Кроме того, расстояние до достаточно близкого объекта можно определить, измеряя его *параллакс*, т. е. изменение его видимого положения на небе вследствие вращения Земли вокруг Солнца, или измеряя его *собственное движение*, т. е. смещение его видимого положения вследствие реального движения относительно Солнца. Для объектов, расположенных ближе чем 10^9 световых лет, расстояния, измеряемые всеми четырьмя методами, совпадают, но при бо́льших расстояниях они отличаются друг от друга и от «собственного расстояния», рассмотренного в § 2 этой главы. Таким образом, для того чтобы использовать корреляцию между красными смещениями и видимыми светимостями или угловыми диаметрами для измерения $R(t)$ и k, необходимо будет в первую очередь выразить расстояния, определенные в видимых светимостях или угловых диаметрах, через r_1 и t. Поучительно сделать то же самое и для

[1]) Термины «абсолютная светимость» (absolute luminosity) и «видимая светимость» (apparent luminosity) определены на стр. 448. Они не вполне отвечают принятым в астрономии. —*Прим. перев.*



Фиг. 14.1. Величины, используемые при вычислении параллаксов и видимых светимостей.
Углы и кривизна луча света сильно увеличены.

расстояний, определенных путем измерения параллакса или собственного движения.

Для вычисления параллаксов и видимых светимостей нужно знать уравнения, определяющие лучи света, исходящие из точки r_1, θ_1, ϕ_1, где расположен источник, и проходящие вблизи точки $r = 0$ (фиг. 14.1). В координатной системе x'^{μ}, начало которой совпадает с источником, луч определяется очень простым уравнением

$$\mathbf{x}'(\rho) = \mathbf{n}\rho, \qquad (14.4.1)$$

где $\mathbf{n}$ — *фиксированный* вектор, ρ — положительный переменный параметр, задающий точки вдоль луча ($\rho = 0$ на источнике), и $\mathbf{x}'$ есть 3-вектор, образованный из сопутствующих координат обычным способом:

$$\mathbf{x}' \equiv (r' \sin\theta' \cos\phi', r' \sin\theta' \sin\phi', r' \cos\theta').$$

Преобразование координат x'^{μ} к другой системе координат, в которой источник находится в точке $\mathbf{x}'$, получается заменой $\mathbf{a}$ на $\mathbf{x}_1$ и взаимной перестановкой $\mathbf{x}$ и $\mathbf{x}'$ в (14.2.7):

$$\mathbf{x} = \mathbf{x}' + \mathbf{x}_1 \left((1 - k\mathbf{x}'^2)^{1/2} - \{1 - (1 - k\mathbf{x}_1^2)^{1/2}\} \frac{(\mathbf{x}' \cdot \mathbf{x}_1)}{\mathbf{x}_1^2} \right). \qquad (14.4.2)$$

Здесь мы снова используем векторное обозначение

$$\mathbf{x} \equiv (r \sin\theta \cos\phi,\ r \sin\theta \sin\phi,\ r \cos\theta),$$

а скалярное произведение определяем, как в евклидовой геометрии. Без потери общности можно взять в качестве $\mathbf{n}$ единичный вектор с $\mathbf{n}^2 = 1$. Тогда параметрическое уравнение для световых лучей, получающееся подстановкой (14.4.1) в (14.4.2), имеет вид

$$\mathbf{x}(\rho) = \mathbf{n}\rho + \mathbf{x}_1 \left[(1 - k\rho^2)^{1/2} - \{1 - (1 - kr_1^2)^{1/2}\} (n \cdot \mathbf{x}_1) \frac{\rho}{r_1^2} \right], \qquad (14.4.3)$$

где $r_1 \equiv (\mathbf{x}_1^2)^{1/2}$.

Теперь мы уточним, что начало системы координат x^{μ} находится в некоторой определенной точке Солнечной системы, такой, как центр Солнца или центр 200-дюймового зеркала на горе Паломар, и ограничимся рассмотрением лучей, проходящих вблизи начала координат. В этом случае единичный вектор $\mathbf{n}$ должен

смотреть почти в направлении оси $-\mathbf{x}_1$, т. е.

$$\mathbf{n} \approx -\hat{\mathbf{x}}_1 + \boldsymbol{\varepsilon}, \tag{14.4.4}$$

где $\hat{\mathbf{x}}_1$ — единичный вектор $\mathbf{x}_1/r_1$ и $\boldsymbol{\varepsilon}$ — малый вектор, перпендикулярный $\mathbf{x}_1$. (Здесь и ниже $\approx$ означает, что уравнение справедливо до первого порядка по $\boldsymbol{\varepsilon}$.) Возвращаясь к уравнению (14.4.1), заметим на будущее, что $|\boldsymbol{\varepsilon}|$ — это угол между световой траекторией и направлением оси $-\mathbf{x}_1$, измеренный в координатной системе x'^{μ}, локально-инерциальной *в окрестности источника света*. Подстановкой (14.4.4) в (14.4.3) и отбрасыванием членов порядка ε^2 получим уравнение луча

$$\mathbf{x}(\rho) \approx -\hat{\mathbf{x}}_1 [\rho (1 - kr_1^2)^{1/2} - r_1 (1 - k\rho^2)^{1/2}] + \boldsymbol{\varepsilon}\rho. \tag{14.4.5}$$

Лучи подходят ближе всего к началу координат при $\rho \approx r_1$. Собственное расстояние от начала до этой точки есть *прицельный параметр* b. Согласно (14.2.1) и (14.4.5),

$$b \approx R(t_0) \,|\, \mathbf{x}(r_1) \,| \approx R(t_0)\, r_1 \,|\, \boldsymbol{\varepsilon} \,|, \tag{14.4.6}$$

где t_0 — время в момент прохождения луча мимо начала координат.

Измерения астрономических параллаксов сводятся к измерениям направления световых лучей как функций прицельного параметра, который в нашем случае равен проекции отрезка Земля — Солнце на плоскость, нормальную к лучу зрения. Для направления светового луча вблизи начала координат имеем

$$\left.\frac{d\mathbf{x}(\rho)}{d\rho}\right|_{\rho=r_1} \approx \boldsymbol{\varepsilon} - (1 - kr_1^2)^{-1/2} \hat{\mathbf{x}}_1,$$

поэтому луч зрения определяется единичным вектором в противоположном направлении:

$$\hat{\mathbf{u}} \approx -(1 - kr_1^2)^{1/2} \left.\frac{d\mathbf{x}(\rho)}{d\rho}\right|_{\rho=r_1} = \hat{\mathbf{x}}_1 - (1 - kr_1^2)^{1/2} \boldsymbol{\varepsilon}. \tag{14.4.7}$$

Следовательно, угол между фактическим лучом зрения и координатной линией $\hat{\mathbf{x}}_1$, которая была бы лучом зрения при наблюдении из начала координат, равен

$$\theta \approx |\hat{\mathbf{u}} - \hat{\mathbf{x}}_1| \approx (1 - kr_1^2)^{1/2} |\boldsymbol{\varepsilon}| \approx (1 - kr_1^2)^{1/2} \frac{b}{R(t_0)\, r_1}. \tag{14.4.8}$$

В евклидовой геометрии источник, находящийся на расстоянии d, имел бы параллактический угол $\theta \approx b/d$, так что в общем случае можно ввести *параллактическое расстояние* $d_{\text{п}}$ до источника света как величину, равную

$$d_{\text{п}} \equiv \frac{b}{\theta} \quad \text{при} \quad \theta \to 0, \quad b \to 0, \tag{14.4.9}$$

и затем переписать (14.4.8) в виде

$$d_{\text{п}} = R(t_0)\frac{r_1}{(1-kr_1^2)^{1/2}}. \tag{14.4.10}$$

Во вселенной с $k = +1$ параллактическое расстояние до объектов с $r_1 = 1$ бесконечно, а параллактические расстояния до более далеких объектов ($r_1 < 1$) уменьшаются; это впервые было отмечено К. Шварцшильдом [17] в 1900 г.

Для вычисления видимых светимостей представим себе круглое зеркало телескопа радиусом b, центр которого совпадает с началом координат, а его нормаль направлена вдоль луча зрения $\hat{\mathbf{x}}_1$ к источнику света. Лучи, падающие на поверхность зеркала, образуют конус с источником в вершине. Этот конус в локально-инерциальной для источника системе координат x'^{μ} имеет угол $2\,|\,\varepsilon\,|$ при вершине, причем ε определяется формулой (14.4.6). Телесный угол этого конуса равен

$$\pi\,|\,\varepsilon\,|^2 = \frac{\pi b^2}{R^2(t_0)\,r_1^2},$$

и доля всех изотропно излученных фотонов, попадающих на зеркало, есть отношение этого телесного угла к 4π или

$$\frac{|\,\varepsilon\,|^2}{4} = \frac{A}{4\pi R^2(t_0)\,r_1^2}, \tag{14.4.11}$$

где A — собственная площадь зеркала $A \equiv \pi b^2$. Однако каждый фотон, имевший при излучении энергию $h\nu_1$, претерпит красное смещение до энергии $h\nu_1 R(t_1)/R(t_0)$, а фотоны, излученные за промежуток времени δt_1, будут «прибывать» на поверхность зеркала в течение времени $\delta t_1 R(t_0)/R(t_1)$, где, как обычно, t_1 — момент времени, когда свет покидает источник, а t_0 — момент, в который он доходит до зеркала. Таким образом, полная мощность P, попадающая на зеркало, равна полной мощности излучения источника, которая по определению есть его *абсолютная светимость* L, умноженной на $R^2(t_1)/R^2(t_0)$ и на отношение (14.4.11):

$$P = L\left(\frac{R^2(t_1)}{R^2(t_0)}\right)\left(\frac{A}{4\pi R^2(t_0)\,r_1^2}\right).$$

Видимая светимость l есть мощность, приходящаяся на единицу площади зеркала, т. е.

$$l \equiv \frac{P}{A} = \frac{LR^2(t_1)}{4\pi R^4(t_0)\,r_1^2}. \tag{14.4.12}$$

В евклидовом пространстве видимая светимость покоящегося источника, находящегося на расстоянии d, была бы равна $L/4\pi d^2$, так что в общем случае мы можем определить *фотометрическое расстояние* $d_{\text{ф}}$ до источника света как

$$d_{\text{ф}} \equiv \left(\frac{L}{4\pi l}\right)^{1/2}, \tag{14.4.13}$$

и тогда (14.4.12) можно записать в виде

$$d_{\text{ф}} = R^2(t_0)\frac{r_1}{R(t_1)}. \qquad (14.4.14)$$

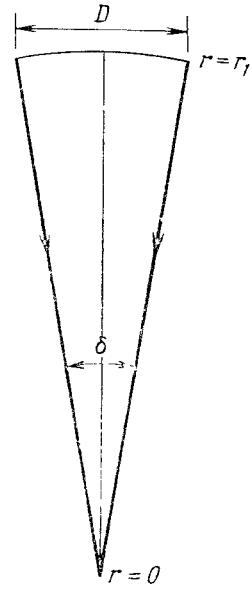
(Это вычисление можно было бы проделать и не прибегая к квантовым представлениям, а пользуясь уравнением сохранения $(T^{\mu\nu})_{;\nu} = 0$ для излучения [18].)

Вычислим теперь угловой диаметр источника при наблюдении его из начала ($r = 0$) в момент $t = t_0$; сам источник имеет истинный собственный диаметр D, находится в точке $r = r_1$ и излучает в момент $t = t_1$. Лучи света с краев источника распространяются вдоль фиксированных направлений $\mathbf{x}/r$. Не теряя общности, можно повернуть координатную систему так, чтобы для центра источника было $\theta = 0$. Предположим, что лучи света с краев источника образуют в начале координат конус с углом между осью и образующей $\theta = \delta/2$ (фиг. 14.2). Собственный поперечник источника определяется тогда, согласно (14.2.1),

$$D = R(t_1)\, r_1\delta \quad \text{при} \quad \delta \ll 1,$$

т. е. угловой диаметр источника равен

$$\delta = \frac{D}{R(t_1)\, r_1}. \qquad (14.4.15)$$



Фиг. 14.2. Величины, используемые при вычислении угловых диаметров и собственных движений.

Угол δ сильно увеличен.

В евклидовой геометрии источник диаметром D, находящийся на расстоянии d, имеет угловой диаметр $\delta = D/d$, так что в общем случае мы можем ввести *расстояние по угловому диаметру* $d_{\text{угл}}$ до источника как

$$d_{\text{угл}} \equiv \frac{D}{\delta} \qquad (14.4.16)$$

и переписать (14.4.15) в виде

$$d_{\text{угл}} = R(t_1)\, r_1. \qquad (14.4.17)$$

Отметим, что $R(t_1)$ убывает с ростом r_1, поэтому в некоторых моделях $d_{\text{угл}}$ может иметь максимум, и тогда объекты, находящиеся на очень большом удалении, будут иметь угловые диаметры, *возрастающие* с ростом фотометрического расстояния.

Рассмотрим, наконец, определение расстояния по собственному движению. Источник с истинной, поперечной к лучу зрения скоростью $V_\perp$ пройдет за время Δt_0 собственное расстояние

$$\Delta D = V_\perp \Delta t_1 = V_\perp \Delta t_0 \frac{R(t_1)}{R(t_0)}.$$

Отсюда, используя те же соображения, которые привели нас к (14.4.15), получаем для углового расстояния, пройденного источником,

$$\Delta\delta = \frac{\Delta D}{R(t_1)\, r_1} = \frac{V_\perp \Delta t_0}{R(t_0)\, r_1}. \qquad (14.4.18)$$

В евклидовом пространстве изменение углового положения на небосводе источника, удаленного на расстояние d, было бы равно $V_\perp \Delta t_0/d$. Соответственно мы можем ввести *расстояние по собственному движению* до источника света как

$$d_{\text{дв}} \equiv \frac{V_\perp}{\mu}, \qquad (14.4.19)$$

где μ — *собственное движение*:

$$\mu \equiv \frac{\Delta\delta}{\Delta t_0}. \qquad (14.4.20)$$

Тогда (14.4.18) можно представить в виде

$$d_{\text{дв}} = R(t_0)\, r_1. \qquad (14.4.21)$$

Разумеется, использовать формулу (14.4.19) для измерения расстояния по собственной скорости мы сможем лишь при условии, что нам известна *априори* поперечная скорость. К этому обстоятельству мы вернемся в следующем параграфе.

Фотометрическое расстояние $d_{\text{ф}}$, расстояние по угловому диаметру $d_{\text{угл}}$ и расстояние по собственному движению $d_{\text{дв}}$ для источника света с красным смещением z связаны между собой простыми соотношениями

$$\frac{d_{\text{угл}}}{d_{\text{ф}}} = \frac{R^2(t_1)}{R^2(t_0)} = (1+z)^{-2}, \qquad (14.4.22)$$

$$\frac{d_{\text{дв}}}{d_{\text{ф}}} = \frac{R(t_1)}{R(t_0)} = (1+z)^{-1}. \qquad (14.4.23)$$

Если есть возможность измерить z достаточно точно, то пытаться измерять $d_{\text{ф}}$, $d_{\text{угл}}$ и $d_{\text{дв}}$ по отдельности имеет смысл разве лишь для того, чтобы убедиться в космологическом происхождении красного смещения и в том, что Вселенная имеет метрику Робертсона — Уокера. Наоборот, измерение параллактического расстояния $d_{\text{п}}$ могло бы в принципе дать дополнительную информацию по сравнению с той, которую можно извлечь из измерения $d_{\text{ф}}$ и z, но в настоящее время измерение параллаксов реально лишь для очень близких объектов с $z \ll 1$ и $r_1 \ll 1$. В этом случае результаты измерений всеми указанными способами, по существу, совпадают друг с другом и с собственным расстоянием (14.2.21):

$$d_{\text{угл}} \approx d_{\text{ф}} \approx d_{\text{дв}} \approx d_{\text{п}} \approx d_{\text{соб}}(t_0) \approx R(t_0)\, r_1. \qquad (14.4.24)$$

Различия между ними становятся значительными лишь для объектов, удаленных на миллиарды световых лет.

На самом деле измерения красного смещения, расстояния по угловому диаметру и фотометрического расстояния неразрывно связаны друг с другом по крайней мере по двум причинам.

А. Такие источники света, как галактики, имеют плавное распределение светимости без резкой границы. Пусть $L(D)$ — абсолютная светимость той части источника света, которая находится в круге диаметром D (в плоскости, перпендикулярной лучу зрения). Тогда видимая светимость внутри углового диаметра δ определяется формулами (14.4.12) и (14.4.15) как

$$l(\delta) = \frac{L(r_1 R(t_1)\,\delta)\,R^2(t_1)}{4\pi R^4(t_0)\,r_1^2}. \qquad (14.4.25)$$

Удобнее записать эту формулу через абсолютную светимость на единицу площади поперечного сечения:

$$B(D) \equiv \frac{L'(D)}{2\pi D} \qquad (14.4.26)$$

и видимую светимость в единице телесного угла:

$$b(\delta) \equiv \frac{l'(\delta)}{2\pi\delta}. \qquad (14.4.27)$$

Подставляя (14.4.26), (14.4.27) и (14.3.6) в (14.4.25), получаем:

$$b(\delta) = \frac{B(r_1 R(t_1)\,\delta)}{4\pi(1+z)^4}. \qquad (14.4.28)$$

Угол δ_b, в котором $b(\delta)$ падает до некоторого фиксированного порогового значения b, есть *изофотальный угловой диаметр*

$$\delta_b \equiv \frac{D_b}{r_1 R(t_1)}; \qquad (14.4.29)$$

величина D_b определена неявно уравнением

$$B(D_b) \equiv 4\pi b\,(1+z)^4. \qquad (14.4.30)$$

Хаббл, например, полагал [19], что для большинства галактик $B(D)$ достаточно хорошо представляется функцией, которая вблизи края галактики приближенно имеет вид

$$B(D) \approx \frac{\alpha L}{D^2}, \qquad (14.4.31)$$

где α — безразмерная постоянная порядка единицы. Тогда из (14.4.29) — (14.4.31) и (14.4.12) следует

$$D_b \approx \left(\frac{\alpha L}{4\pi b\,(1+z)^4}\right)^{1/2}, \qquad (14.4.32)$$

$$\delta_b \approx \left(\frac{\alpha l}{b}\right)^{1/2}. \qquad (14.4.33)$$

В этом частном случае измерение изофотального углового диаметра равносильно измерению видимой светимости.

Б. Большинство детекторов излучения регистрируют фотоны лишь в узкой полосе частот. Поэтому необходимо различать рассмотренные выше *болометрические светимости* L и l, в которых учитывается мощность, излученная источником или принятая приемником на всех частотах, и *ультрафиолетовые*, *голубые*, *фотографические*, *визуальные*, *инфракрасные* светимости, которые соответствуют средней мощности или потоку в различных диапазонах частот. Если мощность излучения источника на всех частотах, меньших ν_1, равна $L(\nu_1)$, то формулы (14.4.12) и (14.3.4) дают видимую светимость на всех частотах, меньших ν_0:

$$l(\nu_0) = \frac{L[\nu_0 R(t_0)/R(t_1)]\, R^2(t_1)}{4\pi R^4(t_0)\, r_1^2}. \qquad (14.4.34)$$

Отсюда распределения частот принятой и излученной мощности связаны равенством

$$l'(\nu_0) = \frac{L'[\nu_0 R(t_0)/R(t_1)]\, R(t_1)}{4\pi R^3(t_0)\, r_1^2}. \qquad (14.4.35)$$

Для черного тела $L'(\nu)$ задается формулой Планка:

$$L'(\nu) = \frac{15L}{\pi^4\nu}\left(\frac{h\nu}{kT_1}\right)^4\left(\exp\left(\frac{h\nu}{kT_1}\right) - 1\right)^{-1}, \qquad (14.4.36)$$

где T_1 — температура источника, k — постоянная Больцмана и h — постоянная Планка. Тогда распределение частот принятого излучения равно

$$l'(\nu_0) = \frac{15l}{\pi^4\nu_0}\left(\frac{h\nu_0}{kT_0}\right)^4\left[\exp\left(\frac{h\nu_0}{kT_0}\right) - 1\right]^{-1}, \qquad (14.4.37)$$

где l — определено формулой (14.4.12) и T_0 — температура с учетом красного смещения:

$$T_0 = T_1\frac{R(t_1)}{R(t_0)}. \qquad (14.4.38)$$

Если известны температуры T_1 или T_0, то по абсолютной светимости $L'(\nu_1)\,\Delta\nu_1$ или по видимой светимости $l(\nu_0)\,\Delta\nu_0$ в узкой полосе частот легко устанавливаются болометрические абсолютная или видимая светимости.

Следует упомянуть об освященном временем языке, используемом астрономами для описания астрономических расстояний и светимостей. Астрономическая единица (сокращенно а. е.) есть среднее расстояние от Солнца до Земли:

$$1 \text{ а. е.} = 1{,}49598\cdot 10^8 \text{ км}. \qquad (14.4.39)$$

Будем считать орбиту Земли круговой. Тогда проекция вектора Земля — Солнце на плоскость, нормальную к лучу зрения на какую-

либо определенную звезду, раз в году достигает максимального значения $b_{\text{макс}}$, равного 1 а. е. Таким образом, положение звезды на небе описывает эллипс с максимальным радиусом π, определяемым равенством (14.4.9)

$$\pi \text{ (в радианах)} = \frac{1}{d_{\text{п}}} \text{ (а. е.)}^{-1}. \qquad (14.4.40)$$

Будем называть π *тригонометрическим параллаксом*. Один *парсек* (сокращенно пс) определяется как расстояние $d_{\text{п}}$, на котором звезда имела бы тригонометрический параллакс, равный 1″; поскольку в одном радиане 206 264,8 угловой секунды, то

$$1 \text{ пс} = 206\,264{,}8 \text{ а. е.} = 3{,}0856 \cdot 10^{13} \text{ км} = 3{,}2615 \text{ световых лет}. \qquad (14.4.41)$$

Таким образом, (14.4.40), можно записать в виде

$$\pi \text{ (в угловых секундах)} = \frac{1}{d_{\text{п}}} \text{ (пс)}^{-1}. \qquad (14.4.42)$$

Параллаксы измерены только для ближайших к нам звезд, но в силу традиции все астрономические расстояния за пределами Солнечной системы принято давать в парсеках, а иногда эти расстояния, каким бы способом они ни были измерены, выражают все же в эквивалентных параллаксах.

Видимая болометрическая светимость l обычно выражается в видимых болометрических звездных величинах $m_{\text{бол}}$ или просто m, которые по историческим причинам определяются так, что

$$l = 10^{-2m/5} \cdot 2{,}52 \cdot 10^{-5} \text{ эрг/(см}^2\cdot\text{с)}. \qquad (14.4.43)$$

Абсолютная болометрическая звездная величина M определяется как видимая болометрическая величина, которую имел бы источник, удаленный на расстояние 10 пс, т. е.

$$L = 10^{-2M/5} \cdot 3{,}02 \cdot 10^{35} \text{ эрг/с}. \qquad (14.4.44)$$

Определение (14.4.13) можно записать в виде формулы, выражающей $d_{\text{ф}}$ через *модуль расстояния* $m - M$:

$$d_{\text{ф}} = 10^{1+(m-M)/5} \text{ пс}. \qquad (14.4.45)$$

Видимые звездные величины m_U, m_B и т. д. в ультрафиолетовой, голубой, фотографической, визуальной и инфракрасной областях длин волн связаны с соответствующими видимыми светимостями формулами, аналогичными (14.4.43), но с различными нормировочными постоянными, которые выбраны так, чтобы все эти видимые величины были равны между собой для звезд спектрального класса A0 от пятой до шестой величины. Соответствующие абсолютные звездные величины определяются так, чтобы все модули

расстояний $m_U - M_U$, $m_B - M_B$ и т. д. были равны $m - M$. (Ультрафиолетовая, голубая и визуальная видимые звездные величины m_U, m_B, m_V часто обозначаются U, B, V.) Число $m_B - m_V = M_B - M_V$ называется *показателем цвета*; звезды с отрицательным показателем цвета более голубые, чем звезды с положительным показателем цвета. Для сравнения приведем абсолютные звездные величины Солнца:
M (болометрическая) $= +4{,}72$, $M_U = 5{,}51$, $M_B = 5{,}41$, $M_V = 4{,}79$
и его видимые звездные величины:

$$m \text{ (болометрическая)} = -26{,}85,\ m_U = -26{,}06,\ m_B = -26{,}16,$$
$$m_V = 26{,}78.$$

Следовательно, для Солнца модуль расстояния равен $-31{,}57$, а показатель цвета равен $0{,}62$.

§ 5. Лестница космических расстояний

Если известна абсолютная светимость L источника света, то мы можем определить фотометрическое расстояние до него $d_ф$, измеряя его видимую светимость l и пользуясь формулой (14.4.13). Трудность заключается в определении L. К настоящему времени образовалась лестница расстояний, состоящая из пяти четких ступеней, различающихся по способу определения расстояния, причем космологически интересные расстояния находятся на самом ее верху (фиг. 14.3).

Кинематические методы

Расстояния до некоторых ближайших звезд могут быть измерены методами, не требующими предварительного знания абсолютной светимости. К числу таких звезд относится Солнце. Расстояние до него (астрономическая единица) впервые было измерено с приемлемой точностью в 1672 г. Ж. Ришаром и Д. Кассини. Они определили расстояние до Марса, а по нему — расстояние до Солнца, измеряя разность направлений на Марс при наблюдении из Парижа и Кайенны, отстоящих друг от друга на 6000 миль. Конечно, за последующие три столетия точность численного значения астрономической единицы сильно возросла; в самое последнее время для увеличения точности была использована радиолокация.

Есть несколько тысяч достаточно близких к нам звезд, расстояния до которых могут быть определены из смещения их видимого положения, вызванного обращением Земли вокруг Солнца. Выше было дано определение тригонометрического параллакса звезды π как максимального углового радиуса эллипса, который описывает звезда в процессе видимого годичного движения по небосводу; расстояние до звезды равно $1/\pi$ парсек, если π выраже-