ряющихся (или сжимающихся) пространствах. Например, в случае пространства с постоянной положительной кривизной с топологическими свойствами, схожими со свойствами поверхности сферы, $a(t)$ может быть истолкован как «радиус» сферы. В однородных и изотропных моделях интервал между двумя событиями может быть записан в виде:

$$ds^2 = c^2dt^2 - a^2(t)dR^2 \,, \tag{12.1}$$

где c — скорость света, а dR^2 описывает геометрические свойства пространства (безразмерный элемент длины). Для 3-мерного евклидова пространства

$$dR^2 = dx_1^2 + dx_2^2 + dx_3^2 = dr^2 + r^2(\sin^2\theta d\phi^2 + d\theta^2) \tag{12.2}$$

(в последнем равенстве от декартовых координат x_1, x_2, x_3 мы обычным образом перешли к сферическим r, θ, ϕ).

Несложно обобщить (12.2) на пространства с постоянной положительной (отрицательной) кривизной (см. Приложение E). В результате получаем:

$$dR^2 = \frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2(\sin^2\theta d\phi^2 + d\theta^2)\,, \tag{12.3}$$

где параметр $k = 0$ для плоского (евклидова) пространства с нулевой кривизной, $k = +1$ для однородного пространства с положительной кривизной и $k = -1$ для однородного пространства с отрицательной кривизной. В математике доказывается, что это единственно возможный выбор метрики однородных изотропных трехмерных пространств с постоянной кривизной. Интервал (12.1) с элементом длины (12.3) и единственным зависящим от времени параметром $a(t)$ называют *метрикой Фридмана–Робертсона–Уокера*, по имени ученых, впервые применивших его для построения космологических моделей.

Далее мы обсудим простейшие однородные и изотропные космологические модели Вселенной, впервые рассмотренные А. А. Фридманом в 1922–1924 гг. и заслуженно носящие его имя.

12.6. Кинематика Вселенной

12.6.1. Закон Хаббла

Безграничное пространство, однородно заполненное обычной материей, не может быть стационарным. Это утверждение строго следует из теории тяготения (не обязательно ОТО). Даже в рамках ньютоновской физики при любой плотности материи сфера с радиусом больше некоторого окажется гравитационно неустойчивой (по Джинсу). Для стационарности какого-нибудь тяготеющего тела всегда требуется наличие градиента давления, противостоящего гравитационному сжатию, или вращение. Стационарность Вселенной можно теоретически допустить только при дополнительных предположениях о более сложном характере гравитационного взаимодействия.

Как отмечалось в предыдущих разделах, нестационарность Вселенной была обнаружена Э. Хабблом в 1929 г. по наблюдению красного смещения в спектрах галактик с известным расстоянием. Он нашел, что чем дальше галактика, тем больше в среднем скорость ее удаления — Вселенная расширяется по закону

$$v = H_0 l \tag{12.4}$$

(закон Хаббла). В этом соотношении H_0 — коэффициент пропорциональности, который часто называют «постоянной Хаббла», а индекс «0» подчеркивает, что измерения делаются в современную эпоху. H_0 имеет размерность [км/(с·Мпк)], или [с^{-1}]. Численное значение H_0, выведенное из различных современных наблюдений, составляет около 70 км/(с·Мпк). Современное значение H_0 является одним из основных параметров космологии. Время, определяемое обратной постоянной Хаббла, называется *хаббловским временем*:

$$t_H = \frac{1}{H_0} \approx 1.5 \cdot 10^{10}(\text{лет}) \left(\frac{H_0}{70\,\text{км}/(\text{с} \cdot \text{Мпк})} \right)^{-1} \tag{12.5}$$

и является мерой возраста Вселенной. С точностью до множителя порядка единицы это то время, которое прошло с начала расширения Вселенной. Умножив его на скорость света c, получим т. н. *хаббловский радиус*

$$r_H = ct_H \approx 1.3 \cdot 10^{28}(\text{см}) \left(\frac{H_0}{70\,\text{км}/(\text{с} \cdot \text{Мпк})} \right)^{-1}, \tag{12.6}$$

т. е. примерно 4000 Мпк. По физическому смыслу это расстояние характеризует размер современной причинно-связанной области (горизонт частиц) в наблюдаемой Вселенной в момент времени t. Никакой сигнал от областей «за горизонтом» пока не достиг нас.

В однородных космологических моделях закон Хаббла является простым следствием метрики Фридмана–Робертсона–Уокера (12.1). Действительно, физическое расстояние между какими-либо двумя близкими точками, покоящимися в сопутствующей системе координат, есть

$$dl = a(t)dR\,,$$

где $dR = const$ — элемент безразмерного расстояния (наглядный пример — долгота и широта фиксированных точек на поверхности сферы; физическое расстояние между точками (в см), однако, зависит от радиуса сферы). Дифференцируя $l = a(t)\int dR = a(t)\cdot R$ по времени, получаем

$$v = \frac{dl}{dt} = \frac{da}{dt}R = \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)aR = Hl\,.$$

Таким образом, из условия однородности и изотропии мы получили закон Хаббла, причем параметр Хаббла есть зависящая от времени величина

$$H(t) \equiv \frac{\dot{a}}{a}\,, \tag{12.7}$$

которая, вообще говоря, может быть произвольным действительным числом.

Геометрический смысл параметра Хаббла прост — он определяет наклон касательной к функции $a(t)$ в точке t. Для характеристики поведения $a(t)$ часто используется еще один кинематический параметр, определяющий вторую производную по времени $\ddot{a}(t)$, — так называемый *параметр замедления* q:

$$q = -\frac{\ddot{a}a}{\dot{a}^2}\,. \tag{12.8}$$

Положительный знак параметра q означает расширение с замедлением, отрицательный — с ускорением. Современные измерения дают отрицательное значение q, свидетельствующее об ускоренном расширении Вселенной в настоящее время. Если $q = const$, то можно записать $a(t) \sim a^{-q}$, и тогда параметр замедления связан с параметром Хаббла соотношением

$$H = a^{-q-1}\,.$$

Значение $q = -1$ соответствует $H(t) = const$ и строго экспоненциальному режиму расширения $a(t) \sim \exp(t)$. Близкий к экспоненциальному режим расширения имел место на самых ранних стадиях эволюции Вселенной (т. н. инфляционная модель ранней Вселенной, см. ниже) и, по-видимому, происходит в настоящее время.

Конкретный вид функции $a(t)$ определяется всеми видами материи, заполняющей Вселенную, и находится из решения динамических уравнений теории тяготения, параметры которых оцениваются из наблюдений. Мы остановимся на них ниже.

12.6.2. Пекулярные скорости галактик

Выше при выводе закона Хаббла мы рассматривали абстрактные точки, покоящиеся в сопутствующей системе координат в расширяющейся Вселенной. В реальности таких тел не существует — все тела движутся из-за наличия локальных градиентов гравитационного потенциала, вызванного неоднородностями внутри крупномасштабных ячеек. Поэтому говорят о *пекулярных скоростях* объектов относительно сопутствующей космической системы отсчета, описываемой метрикой Фридмана.

Наблюдаемые значения пекулярных скоростей v_p могут достигать нескольких сотен, а для членов скоплений — тысяч км/с. Например, Солнечная система движется относительно космических координат с пекулярной скоростью около 370 км/с, а местная группа галактик — со скоростью около 600 км/с (подробнее см. раздел 12.13). Однако чем дальше отстоят друг от друга галактики, тем менее значимы их относительные пекулярные скорости по сравнению со скоростями хаббловского расширения. Действительно, рассмотрим две точки космической координатной системы O_1 и O_2. Пусть некая галактика с пекулярной скоростью v_p попадает из точки O_1 в O_2 за время dt, преодолев расстояние $dl = v_p dt$. Из-за расширения Вселенной пекулярная скорость галактики в точке O_2 будет $v_p(t + dt) = v_p(t) - dv$, где $dv = H(t)dl$ — скорость хаббловского расширения между точками O_1 и O_2. Отсюда находим, что

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{dv_p}{dt} = H(t)v_p\,,$$

и с учетом соотношения $H(t) = \dot{a}/a$ получаем

$$v_p(t) \sim \frac{1}{a(t)}\,,$$

т. е. с ростом масштабного фактора пекулярные скорости уменьшаются. Другими словами, относительный вклад пекулярных движений галактик все время уменьшается на фоне хаббловского расширения. Поэтому, несмотря на эти движения, можно рассматривать «собственные координаты» галактик как неизменные (ситуация напоминает колебания ионов в узлах кристаллической решетки).

Важным является вопрос о том, насколько точно красные смещения (скорости) галактик следуют закону Хаббла. Любые отклонения от этого закона отражают степень неоднородности Вселенной на соответствующих масштабах. Действительно, наблюдения показывают, что даже на одинаковом расстоянии от нас скорости галактик могут заметно отличаться, что приводит к дисперсии точек на хаббловской диаграмме «наблюдаемая скорость расширения–расстояние». Основная причина этой дисперсии — движение галактик в гравитационно связанных системах: парах, группах, скоплениях. Внутри них закон Хаббла не действует. Если же хаббловскую диаграмму строить по одиночным галактикам или брать средние значения скоростей галактик, принадлежащих одной системе, то дисперсия окажется удивительно маленькой — всего несколько десятков километров в секунду, существенно меньше скоростей внутренних движений вещества в отдельно взятой галактике, и космологическое расширение четко прослеживается уже начиная с расстояний в несколько мегапарсек (см. А. Д. Чернин, УФН, 2001). Столь низкая дисперсия скоростей свидетельствует о том, что отдельные неоднородности плотности, связанные с системами галактик, слабо влияют на динамику расширения Вселенной за пределами этих систем. Это находит объяснение в рамках гипотезы о существовании однородно распределенной «темной энергии», которая в современную эпоху доминирует над гравитацией вещества и сглаживает создаваемые им флуктуации гравитационного поля, а также определяет ускоренный характер возрастания масштабного фактора.

12.6.3. Распространение света. Красное смещение

Перейдем от обсуждения абстрактных математических моделей к реально наблюдаемым величинам. Основная информация от космических объектов получается из наблюдения электромагнитных волн (света). В сопутствующей системе координат галактики можно считать покоящимися (с точностью до пекулярных скоростей), а расстояния между ними постоянно возрастающими из-за расширения пространства. Покажем, что длины волн колебаний, распространяющихся в таком пространстве, меняются со временем по тому же закону, что и масштабный фактор $a(t)$.

Свет в пространстве распространяется по геодезической и для него, как известно из специальной теории относительности, интервал равен нулю,

$$ds^2 = c^2dt^2 - a^2(t)dR^2 = 0\,. \tag{12.9}$$

Без ограничения общности будем считать, что свет распространяется вдоль координаты r ($d\phi = d\theta = 0$). Тогда элемент метрики (12.3) есть просто $dR = dr/\sqrt{1-kr^2}$, где $k = 0, +1, -1$ для пространства с нулевой, положительной или отрицательной кривизной, соответственно. Пусть свет был испущен в точке с координатой r_e в момент времени t_e и принят в точке с координатой $r_o = 0$ в момент времени t_o. Из (12.9) следует, что

$$\int\limits_{t_e}^{t_o} \frac{cdt}{a(t)} = \int\limits_{r_e}^{0} \frac{dr}{\sqrt{1-kr^2}} = f(r_e)\,.$$

При известных $a(t)$ и k это соотношение устанавливает связь между расстоянием до источника и временем распространения света от него к наблюдателю. Пусть второй гребень световой волны покинул точку r_e в момент времени $t_e + \delta t_e$ и достиг точки $r_o = 0$ в момент $t_o + \delta t_o$. Так как $\delta t_e, \delta t_o$ малы, расстояние за время излучения между источником и наблюдателем не изменилось:

$$\int\limits_{t_e+\delta t_e}^{t_o+\delta t_o} \frac{cdt}{a(t)} = f(r_e)\,.$$

В обоих уравнениях $f(r_e)$ характеризует радиальную координату источника. Масштабный фактор за время δt_e изменился мало и можно принять $f(r_e) = const$. Вычитая второе равенство из первого и учитывая, что подынтегральные выражения одинаковы, находим

$$\frac{c\delta t_e}{a(t_e)} - \frac{c\delta t_o}{a(t_o)} = 0\,. \tag{12.10}$$

Но $c\delta t$ есть длина волны излучения, поэтому из (12.10) получаем определение *красного смещения* z через масштабный фактор $a(t)$:

$$z \equiv \frac{\lambda_o - \lambda_e}{\lambda_e} = \frac{a(t_o)}{a(t_e)} - 1\,. \tag{12.11}$$

В расширяющейся Вселенной $a(t_e) < a(t_o)$, поэтому наблюдается именно красное смещение линий в спектрах удаляющихся галактик.

Длина волны излучения увеличивается при расширении, $\lambda \sim a$, соответственно энергия фотона $E = \hbar\omega \sim 1/a$ уменьшается при расширении. Отсюда можно найти поведение других важных физических величин в расширяющейся Вселенной. Например, с ростом масштабного фактора уменьшается температура равновесного излучения $T \sim E \sim 1/a$ (это видно, например, из пропорциональности средней энергии фотонов АЧТ температуре, см. (2.16)), импульс свободных частиц $p \sim 1/a$, а длины любых волн (в т. ч. длина волны де Бройля свободных элементарных частиц) растут, $\lambda \sim a$.

Интерпретируя красное смещение как результат эффекта Доплера (см., однако, оговорку ниже), $\Delta\lambda/\lambda = v/c$, $v \ll c$, хаббловскую зависимость для малых z можем переписать в виде

$$z \simeq \frac{H_0 l}{c},$$

где H_0 — постоянная Хаббла, характеризующая скорость расширения Вселенной в настоящий момент времени, l — расстояние до объекта. Очевидно, что в расширяющейся Вселенной красное смещение наблюдается и от неподвижных в сопутствующей системе координат точек. В то же время, классический эффект Доплера обычно рассматривается для тел, движущихся относительно друг друга в некоторой заданной «жесткими осями» системе координат. В расширяющейся Вселенной нельзя построить единую систему координат из жестких (не деформирующихся) осей, поэтому доплеровская интерпретация (как и вообще применение СТО) дает верный ответ только в малых областях пространства и для объектов с большими красными смещениями не годится.

Подчеркнем еще раз, что наблюдаемой величиной в космологии является красное смещение z линий в спектрах далеких объектов. Масштабный фактор на красном смещении z связан с масштабным фактором наблюдателя a_0, соответствующим $z = 0$, соотношением

$$\frac{a_0}{a(z)} = 1 + z\,. \tag{12.12}$$

Связь времени распространения света до наблюдателя, находящегося по определению в точке с $z = 0$, с расстояний, соответствующих красному смещению z, находится дифференцированием основного соотношения (12.12):

$$\frac{dz}{dt} = -H(z)(1+z)\,, \tag{12.13}$$

где введен параметр Хаббла как функция красного смещения:

$$H(z) \equiv \frac{da(z)/dt}{a(z)}\,, \quad h(z) \equiv \frac{H(z)}{H_0}\,.$$

Интегрируя, находим время распространения света

$$\Delta t(z) = \frac{1}{H_0}\int\limits_0^z \frac{dz'}{h(z')(1+z')}\,. \tag{12.14}$$

Ясно, что эта формула является чисто кинематической и не зависит от конкретной космологической модели. Однако чтобы практически определить время распространения света от источника с красным смещением z или время, прошедшее с момента начала расширения до момента излучения света объектом, нам недостает знания функции $h(z)$. Ее можно получить в рамках выбранной космологической модели или найти из наблюдений. Для этого, как мы сейчас увидим, требуется определить понятие расстояния до объекта.

12.6.4. Горизонт частиц

Поставим вопрос: с каких расстояний можно в принципе принимать информацию от объектов в расширяющейся Вселенной, иными словами, каков размер причинно-связанной области во Вселенной в заданный момент времени? *Горизонт* (частиц) определяется как поверхность гиперсферы, образованной совокупностью частиц, испустивших свет в момент времени $t = 0$, который принимается наблюдателем в момент времени t. Уравнение распространения света в метрике Фридмана–Робертсона–Уокера (12.9) является уравнением для определения радиальной координаты r_h горизонта:

$$|r_h(t)| = \int\limits_0^t \frac{cdt'}{a(t')}\,. \tag{12.15}$$

Физический размер горизонта частиц получается умножением значения сопуствующей координаты горизонта на масштабный фактор в момент t: $l_h(t) = a(t)r_h(t)$.

Как мы увидим ниже, важным частным случаем является степенная зависимость масштабного фактора от времени $a(t) \sim t^{\alpha}$ при $\alpha < 1$ (т. е. расширение с замедлением). Например, в ранней Вселенной на радиационно-доминированной стадии $a(t) \sim \sqrt{t}$ (для любого знака кривизны пространства), в наиболее вероятной плоской модели Вселенной с современными параметрами на стадии доминирования вещества (при красных смещениях $z \gtrsim 1$) $a(t) \sim t^{2/3}$ и т. д. В этих случаях из (12.15) находим

$$\frac{r_h}{a(t)} = \frac{ct^{1-\alpha}}{1-\alpha}; \quad l_h(t) \sim ct\,,$$

т. е. радиус горизонта растет линейно со временем. В то же время, если масштабный фактор растет замедленно ($\alpha < 1$), то рано или поздно любая точка в расширяющейся таким образом Вселенной оказывается внутри горизонта, т. е. внутри причинно-связанной области.

Другой важный частный случай — экспоненциальный рост масштабного фактора, который предположительно имел место на ранних стадиях расширения (модель инфляционной Вселенной) и, как показывают наблюдения, видимо происходит в настоящее время: $a(t) = a(t=0)\exp Ht$, $H = const$. В этом случае

$$r_h = \frac{c}{a(t=0)H}\left(1 - e^{-Ht}\right)\,,$$

то есть размер горизонта в сопутствующих координатах не может превысить некоторого предела $(c/a(t = 0)H)$. При таком режиме расширения две любые точки, сопутствующее расстояние между которыми r_{12}, за конечное время могут быть разнесены на расстояние $l_{12}(t) = a(t)r_{12} = e^{Ht}r_{12} > l_h(t)$, т. е. выйдут из причинно-связанной области.

Эти вопросы будут более подробно обсуждаться в разделе 12.14.

12.6.5. Угломерное и фотометрическое расстояния

Понятие расстояния в расширяющейся Вселенной требует пояснения. Во-первых, надо уточнить, к какому моменту времени — моменту излучения или наблюдения — относится расстояние. Во-вторых, расстояние можно определять различными способами, например, по угловому размеру источника с известными размерами (угломерное расстояние d_a) или по принимаемому потоку излучения от источника с известной мощностью (фотометрическое расстояние d_l). Очевидно, что в плоском пространстве–времени все способы дадут один и тот же результат. Но Вселенная описывается искривленным пространством–временем (даже если трехмерное пространство евклидово!) с изменяющимся масштабным фактором, поэтому различные способы измерения дадут существенно различные значения расстояний уже при красных смещениях $z \sim 1$.

Угломерное расстояние

В евклидовой геометрии определим угломерное расстояние как расстояние, вычисляемое по видимому угловому размеру объекта θ: $d_a = D/\theta$, где D — собственный размер объекта перпендикулярно к лучу зрения. Пусть свет был испущен в момент времени t_1 (это время задается условием, что свет принимается сегодня, т. е. при $a(t_0) = a_0$, на $z = 0$), а координата объекта была r_1 (NB: сопутствующая координата объекта не изменяется в ходе космологического расширения!).

Линейный размер D получаем из соотношения для интервала при $dt = 0$: $ds^2 = -D^2 = -a^2(t)[dr^2/(1 - kr^2) + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\phi^2]$. Без потери общности полагаем $d\phi = 0, dr = 0$. Считая угол θ малым, из элемента метрики находим $D = a(t_1)r_1\theta$, и таким образом

$$d_a = a(t_1)r_1 \,. \tag{12.16}$$

Таким образом, угломерное расстояние определяется масштабным фактором в момент испускания сигнала. С учетом связи $a_0/a(t_1) = 1 + z$ (z — красное смещение, соответствующее времени испускания сигнала t_1) угломерное расстояние можно переписать через современное значение масштабного фактора a_0 и красное смещение:

$$d_a = \frac{a_0 r_1}{1 + z} \,. \tag{12.17}$$

Величина в числителе этой формулы $a_0 r_1 = d_m$ также имеет размерность расстояния и называется координатным или *метрическим расстоянием* до источника с координатой r_1 в момент *приема* сигнала. Например, современный размер причинно-связанной области (горизонта частиц) $l_h(z = 0) = a_0 r_h(z = 0)$ по определению является метрическим расстоянием.

Из этих рассуждений получаем зависимость угла, под которым виден источник с собственным размером D, от красного смещения

$$\theta = \frac{D}{d_a} = \frac{D}{d_m}(1+z)\,. \tag{12.18}$$

При $z \to \infty$ (свет испущен далеко в прошлом), масштабный фактор $a(t_1) \to 0$, и согласно (12.16) $d_a \to 0$, а видимый угловой размер по (12.18) $\theta \to \infty$. Из этого следует, что угол θ, под которым виден удаляющийся объект конечных размеров, в расширяющейся Вселенной *с любой геометрией* сначала уменьшается (как и в евклидовом пространстве), а начиная с некоторого значения z вновь возрастает. Наглядная аналогия этому, на первый взгляд парадоксальному, эффекту существует в двумерном мире с постоянной положительной кривизной с топологией поверхности сферы. Поскольку сам источник не меняет размеров, в таком пространстве минимум угломерного расстояния достигается, когда источник пересекает «экватор» сферы для наблюдателя. «Нужным» свойством монотонного возрастания с красным смещением обладает т. н. фотометрическое расстояние.

Фотометрическое расстояние

Определим расстояние до объекта по-другому, потребовав, чтобы поток излучения от источника уменьшался как квадрат расстояния (при отсутствии поглощения). Такое расстояние называют фотометрическим. Пусть источник имеет постоянную собственную изотропную светимость L, а принимаемый поток излучения от него F. Положим по определению фотометрическое расстояние до объекта

$$d_l = \left(\frac{L}{4\pi F}\right)^{1/2}\,. \tag{12.19}$$

Поток излучения от источника уменьшается из-за геометрического фактора, так как на момент приема сигнала излучение распределяется по поверхности сферы $4\pi(a_0 r_1)^2$, но из-за расширения Вселенной появляется еще и дополнительная зависимость от красного смещения $\sim 1/(1+z)^2$. Одна степень $(1+z)$ связана с уменьшением энергии каждого фотона из-за красного смещения, еще одна степень — с уменьшением частоты прихода отдельных фотонов из-за постоянного удаления источника. В итоге получаем для интегрального потока

$$F = \frac{L}{4\pi(a_0 r_1)^2(1+z)^2}$$

и, таким образом, по определению

$$d_l = a_0 r_1(1+z) = d_a(1+z)^2\,. \tag{12.20}$$

Обратите внимание, что при $z \to \infty$, $d_l \to +\infty$. В отличие от угломерного расстояния, фотометрическое расстояние монотонно растет с красным смещением при любом режиме расширения. Для малых значений красных смещений $d_l(z)$ иногда записывают в виде разложения Тэйлора

$$d_l(z) = \frac{c}{H_0}[z + z^2\left(\frac{1-q_0}{2}\right) + \mathcal{O}(z^3)]\,,$$

где q_0 — современное значение параметра замедления (12.8).

12.6.6. Хаббловские диаграммы

Зависимость фотометрического расстояния от красного смещения $d_l(z)$ является одним из основных инструментов для проверки современных космологических моделей. В важном частном случае плоской Вселенной ($k = 0$) можно наиболее просто найти связь между значением постоянной Хаббла на красном смещении z и фотометрическим расстоянием $d_l(z)$. При $k = 0$ из (12.9) для объекта с собственной координатой r_1 находим выражение

$$d_m = a_0 r_1 = a_0 \int\limits_t^{t_0} \frac{c\,dt'}{a(t')} = \frac{d_l(z)}{1+z}\,. \tag{12.21}$$

Дифференцируя его по z с учетом соотношения для dz/dt (12.13), получаем зависимость $H(z)$, определяющую историю расширения Вселенной, от фотометрического расстояния $d_l(z)$:

$$H(z) = c\left[\frac{d}{dz}\left(\frac{d_l(z)}{1+z}\right)\right]^{-1}\,. \tag{12.22}$$

Таким образом, практическое измерение истории расширения Вселенной можно получить, определяя фотометрические (или угловые) расстояния до каких-нибудь объектов с известным красным

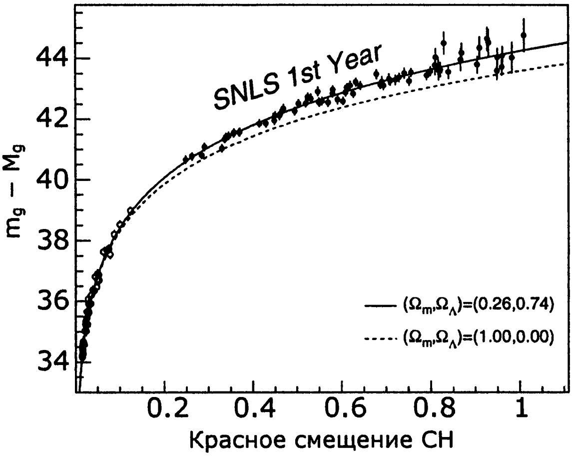

Рис. 12.6. Хаббловская диаграмма «модуль расстояния (т. е. разница между видимой и абсолютной зв. величинами) — красное смещение» для SN Ia по наблюдениям проекта SNLS (Supernova Legacy Survey). Данные свидетельствуют об ускоренном расширении Вселенной в настоящее время (преобладание «темной энергии» в динамике Вселенной). (Из работы Astier et al. 2006, Astron. Astrophys.)

смещением. Наиболее подходящими источниками сейчас считаются термоядерные сверхновые типа Ia, поскольку мощность их излучения в максимуме блеска с достаточной точностью может рассматриваться как «стандартная свеча» с абсолютной звездной величиной $M_B = -19^m.3$ (рис. 12.6)[2]. Тест $d_a(z)$ для скоплений галактик будет рассмотрен ниже в разделе 12.12.

12.6.7. Поверхностная яркость и парадокс Ольберса

Поверхностную яркость источника можно определить как поток излучения, принимаемый детектором от всего источника, отнесенный к телесному углу, который занимает источник на небе. По сути дела, это есть не что иное, как *интенсивность* излучения (см. главу 2). В евклидовой геометрии телесный угол меняется с удалением от источника как $\omega \sim 1/r^2$, поток также уменьшается с рас-

[2] Реально светимости SNIa в максимуме все же имеют заметный разброс значений, но его можно учесть, используя эмпирически найденную зависимость между светимостью и формой кривой блеска сверхновой (зависимость Псковского–Филипса).

стоянием как $F \sim 1/r^2$, т. е. поверхностная яркость должна оставаться постоянной (теорема о сохранении интенсивности вдоль луча зрения). Какова ситуация в расширяющейся Вселенной? Выше мы показали, что линейный угловой размер источника изменяется как $\theta \sim 1/d_a \sim (1+z)/d_m$, т. е. телесный угол, под которым наблюдается источник, $\Delta\Omega \sim \theta^2 \sim (1+z)^2/d_m^2$. Интегральный же поток излучения $F \sim 1/(d_m^2(1+z)^2)$, откуда получаем

$$I(z) = \frac{F}{\Delta\Omega} \sim \frac{1}{(1+z)^4}\,. \tag{12.23}$$

Следует иметь в виду, что (12.23) справедливо для болометрического потока излучения. Поскольку любой приемник излучения имеет полосу пропускания конечной ширины, изменение поверхностной яркости в любом диапазоне спектра зависит еще от спектра самого источника.

Важное практическое применение этой формулы состоит в объяснении знаменитого парадокса Ольберса (XIX в.), согласно которому в бесконечной Вселенной, заполненной звездами, все небо полностью перекрывается дисками звезд. Это противоречит известному факту, что ночью небо темное. Разрешение этого парадокса в рамках модели расширяющейся Вселенной тривиально — яркого свечения ночного неба нет из-за значительного ослабления интенсивности с красным смещением. Вторая причина — конечное время существования звездной Вселенной. Звезд и галактик не было на больших красных смещениях (первые звезды образовались при $z < 20$), и по этой причине перекрытия неба дисками звезд нет.

12.7. Динамика Вселенной

Поведение масштабного фактора $a(t)$ или, что эквивалентно, $a(z)$ можно вывести из наблюдений, изучая зависимости принимаемый поток–красное смещение (хаббловская диаграмма) или угломерный размер–красное смещение от различных астрономических объектов, так как в выражение для потока или угломерного размера входит расстояние, зависящее от истории расширения Вселенной (см. пример на рис. 12.6 для далеких сверхновых типа Ia).

Ключевое соображение для теоретического определения $a(t)$ состоит в использовании законов гравитации для заполненной различными видами материи Вселенной. Это было впервые сделано