

Палаш Б. Пал

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОСМОЛОГИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ: ВВЕДЕНИЕ ДЛЯ НЕСПЕЦИАЛИСТОВ

(Выступление приглашенного на “Дискуссионной встрече по последним разработкам в физике нейтрино”, Лаборатория Физических исследований, Ахмедабад, 2-4 февраля 1999 г.)

arXiv:hep-ph/9906447 v1 22 Jun 1999

http://xxx.lanl.gov/PS_cache/hep-ph/pdf/9906/9906447.pdf

May 1999

SINP/TNP/99-22

Determination of cosmological parameters: an introduction for non-specialists

(Invited talk at the “Discussion meeting on Recent Developments in Neutrino Physics”, held at the Physical Research Laboratory, Ahmedabad, February 2–4, 1999.)

Palash B. Pal

Saha Institute of Nuclear Physics, 1/AF Bidhan-Nagar, Calcutta 700064, India

Аннотация

Вначале я привожу определения космологических параметров H_0 , Ω_m и Ω_Λ . Затем я показываю, как от них зависят возраст вселенной и эволюция масштабного параметра вселенной при разных значениях параметров плотности. Далее я формулирую стратегию их измерения и показываю результаты недавнего практического определения этих параметров в ходе измерений над сверхновыми типа Ia. В конце дано краткое обсуждение применительно к физике частиц.

1. Введение

Я был приглашен выступить на данной конференции по физике нейтрино по вопросу определения космологических параметров. Основанием для этого является, очевидно, потенциальная важность нейтрино для космологии. Эти частицы могут оказаться компонентом темной материи во вселенной. С другой стороны, из различных аспектов космологического анализа выводят много важных ограничений на свойства нейтрино. Точные значения для этих ограничений определяются различными космологическими параметрами, такими, как параметр Хаббла, плотность материи во вселенной, и т.д. В свете этого важно точно знать космологические параметры. В данном выступлении я расскажу о методах практического определения космологических параметров. Поскольку я не являюсь специалистом в этой области, то лучшее, на что я могу надеяться – что этот обзор окажется полезным другим неспециалистам.

Структура этой публикации такова. В разделе 2 я привожу определения космологических параметров. На самом деле речь идет о трех из них – параметре Хаббла, а также о современных значениях плотности материи и энергии вакуума во вселенной. В разделе 3 я показываю, как возраст вселенной зависит от этих параметров. Затем в разделе 4 я показываю, как эволюция вселенной зависит от значений космологических параметров. Понимание этой эволюции существенно для выработки стратегий практического определения космологических параметров. Некоторые такие стратегии в общем виде обсуждаются в разделе 5. В конце раздела 5 мы указываем структуру остальной части публикации.

2. Теоретическое определение космологических параметров

В космологии мы исходим из предположения об однородности и изотропности вселенной, которая описывается метрикой Фридмана-Робертсона-Уокера (FRW):

$$ds^2 = dt^2 - a^2(t) \left[\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2) \right]. \quad (2.1)$$

Здесь r – безразмерное координатное расстояние, $a(t)$ – глобальный масштабный параметр. Физическое расстояние между двумя точками зависит от координатного расстояния и масштабного параметра, как это будет рассмотрено позже. Параметр k , если он отличен от нуля, всегда может быть нормирован на единицу благодаря соответствующему выбору r . Таким образом, возможные значения k задаются соотношением

$$k = 0, \pm 1. \quad (2.2)$$

Обычно мы считаем вселенную открытой при $k < 0$, в этом случае она вечно расширяется. Наоборот, если $k > 0$, то вселенная замкнута, т.е. когда-то в будущем ее расширение должно смениться сжатием. В пограничном случае, при $k = 0$, она называется плоской вселенной. Мы увидим, что эти утверждения верны только в отсутствие космологической постоянной. Из общих соображений однородности и изотропности, однако, следует возможность (ненулевой) космологической постоянной, и в эти замечания, как мы увидим, могут быть внесены поправки.

В присутствии космологической постоянной Λ уравнения движения имеют вид

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R = 8\pi G T_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu} \quad (2.3)$$

Здесь $R_{\mu\nu}$ – тензор Риччи, определенный метрикой уравнения (2.2), и $R = R_{\mu\nu} g^{\mu\nu}$. Хотя в общем случае уравнение (2.3) представляет 10 уравнений, здесь большинство из них совпадает, поскольку метрика однородна и изотропна. В действительности остается только пара независимых уравнений. Одно из них записывается в виде

$$\left(\frac{\dot{a}}{a} \right)^2 = \frac{8\pi G}{3} \rho + \frac{\Lambda}{3} - \frac{k}{a^2}, \quad (2.4)$$

где ρ – плотность энергии материи. Это уравнение справедливо в любой момент времени.

Применяя его для текущего момента, мы можем написать

$$H_0^2 = \frac{8\pi G}{3} \rho_0 + \frac{\Lambda}{3} - \frac{k}{a_0^2}, \quad (2.5)$$

где H_0 – текущее значение величины $\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)$, а нижний индекс ‘0’ при плотности ρ также обозначает значение параметра в текущий момент времени. Мы теперь введем безразмерные параметры

$$\begin{aligned} \Omega_m &\equiv \frac{8\pi G}{3H_0^2} \rho_0, \\ \Omega_\Lambda &\equiv \frac{\Lambda}{3H_0^2}, \\ \Omega_k &\equiv -\frac{k}{a_0^2 H_0^2}. \end{aligned} \quad (2.6)$$

что позволяет нам переписать уравнение (2.5) в следующем виде:

$$1 = \Omega_m + \Omega_\Lambda + \Omega_k \quad (2.7)$$

Это показывает, что среди трех параметров, определенных соотношениями (2.6), мы можем выбрать в качестве независимых только Ω_m и Ω_Λ , тогда Ω_k уже не будет независимой величиной. Еще одним параметром является H_0 . Это и есть три космологических параметра, а целью данной лекции является показать, как их можно практически определить.

Перед этим я хотел бы сделать одно пояснение. Заметим, что все эти значения физических величин определяются через текущее время. Отсюда, казалось бы, можно сделать вывод, что текущее время t_0 также следует добавить к списку параметров. Но, как мы увидим, в действительности t_0 не является независимой величиной.

3. Возраст вселенной

До этих пор мы обсуждали только одно из независимых уравнений из числа выводимых с помощью уравнения (2.3). Теперь нам необходимо еще одно. На самом деле оно равносильно закону сохранения материи, который означает, что величина ρa^3 является неизменной во времени, или

$$\rho a^3 = \rho_0 a_0^3 \quad (3.1)$$

С этого места более удобным будет использование вместо a и t безразмерных переменных. Определим

$$y \equiv \frac{a}{a_0}, \quad \tau \equiv H_0(t - t_0). \quad (3.2)$$

Используя эти переменные, можно представить уравнение (2.4) в виде

$$\begin{aligned} \left(\frac{dy}{d\tau}\right)^2 &= \frac{y^2}{H_0^2} \left[\frac{8\pi G}{3} \frac{\rho_0}{y^3} + \frac{\Lambda}{3} - \frac{k}{y^2 a_0^2} \right] \\ &= \frac{1}{y} \Omega_m + y^2 \Omega_\Lambda + \Omega_k \end{aligned} \quad (3.3)$$

Исключая Ω_k , с помощью (2.7) получим

$$\left(\frac{dy}{d\tau}\right)^2 = 1 + \left(\frac{1}{y} - 1\right)\Omega_m + (y^2 - 1)\Omega_\Lambda, \quad (3.4)$$

или

$$d\tau = \frac{dy}{\sqrt{1 + \left(\frac{1}{y} - 1\right)\Omega_m + (y^2 - 1)\Omega_\Lambda}}. \quad (3.5)$$

Если имел место большой взрыв, то в момент его осуществления, т.е. при $t = 0$, значение y также было нулевым. С другой стороны, в настоящее время $y = 1$. Интегрируя уравнение (3.5) между этими двумя пределами, мы получим:

$$H_0 t_0 = \int_0^1 \frac{dy}{\sqrt{1 + \left(\frac{1}{y} - 1\right)\Omega_m + (y^2 - 1)\Omega_\Lambda}}. \quad (3.6)$$

Это уравнение показывает, что возраст вселенной *не* является независимым параметром, а, напротив, определяется через H_0 , Ω_m и Ω_Λ .

Обычно используют не безразмерный параметр y , а параметр красного смещения z , определенный следующим образом:

$$1 + z \equiv \frac{a_0}{a} = \frac{1}{y}. \quad (3.7)$$

С использованием этой переменной уравнение (3.5) переходит в

$$d\tau = \frac{dz}{1+z} \frac{1}{\sqrt{(1+z)^2(1+\Omega_m z) - z(2+z)\Omega_\Lambda}}, \quad (3.8)$$

так что (3.6) можно записать в следующей эквивалентной форме

$$H_0 t_0 = \int_0^\infty \frac{dz}{1+z} \frac{1}{\sqrt{(1+z)^2(1+\Omega_m z) - z(2+z)\Omega_\Lambda}}. \quad (3.9)$$

На рис. 1 изображены линии постоянных значений $H_0 t_0$ для разных значений Ω_m и Ω_Λ . При фиксированной величине Ω_Λ , как видно из рисунка, $H_0 t_0$ уменьшается с ростом значений Ω_m . Это вызвано тем, что чем больше количество материи, тем больше сила гравитации, и исходный взрыв замедляется за меньшее время. С другой стороны, при заданной величине Ω_m возраст вселенной растет с ростом Ω_Λ . В конечном счете мы видим, что линии для больших значений $H_0 t_0$ сближаются все теснее, асимптотически приближаясь к предельной линии для бесконечного возраста. За этой линией находится область плоскости параметров, в которой интеграл для возраста вселенной расходится. Это верхний левый угол графика. Позже мы обсудим, какому типу эволюции соответствует эта область.

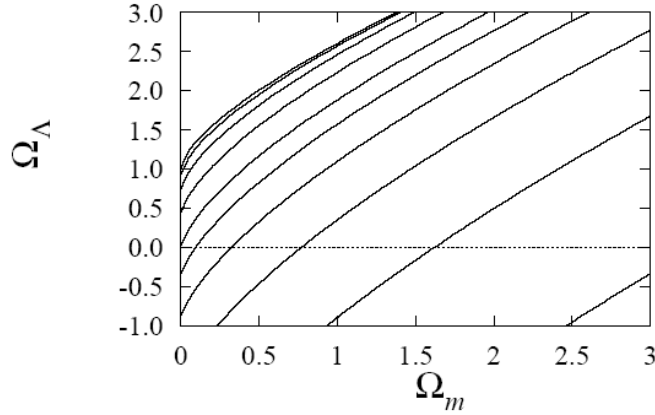


Рисунок 1: Графики возраста вселенной. Линии соответствуют постоянным значениям $H_0 t_0$ на плоскости $\Omega_m - \Omega_\Lambda$. Начиная с правого нижнего угла графика, значения $H_0 t_0$ для различных линий равны 0.5, 0.6, 0.7, 0.8, 0.9, 1.0, 1.2, 1.5, 2.0 и 5.0. Кривые для $H_0 t_0 = \infty$ визуально неотличимы от кривой для $H_0 t_0 = 5$ на этом графике.

4. Эволюция вселенной

Для обсуждения эволюции вселенной вместо интегрирования уравнения (3.5) по всему промежутку от начальной сингулярности возьмем интеграл до некоторого произвольного момента времени t . Это дает

$$H_0(t - t_0) = \int_0^y \frac{dy'}{\sqrt{1 + \left(\frac{1}{y'} - 1\right)\Omega_m + (y'^2 - 1)\Omega_\Lambda}}. \quad (4.1)$$

Равным образом, используя в качестве переменной красное смещение, мы можем написать

$$H_0(t_0 - t) = \int_0^z \frac{dz'}{1 + z'} \frac{1}{\sqrt{(1 + z')^2(1 + \Omega_m z') - z'(2 + z')\Omega_\Lambda}}. \quad (4.2)$$

Результаты численного этого интегрирования для различных значений Ω_m и Ω_Λ представлены на рис. 2.

Обсудим различные варианты эволюции, представленные на графиках. Показаны шесть различных диаграмм, некоторые из них содержат перекрывающуюся информацию.

На первой диаграмме (**No Λ**) показаны различные примеры для случая $\Omega_\Lambda = 0$, т.е. в отсутствие космологической постоянной. Мы знаем, что в этом случае вселенная сжимается и в будущем сколлапсирует к нулевому объему, если $\Omega_m > 1$. Это ясно показывает кривая D, для которой $\Omega_m = 3$. Для кривой C коллапсирование не так очевидно, но это потому, что на графике не показаны достаточно большие значения времени. Для кривой B $\Omega_m = 0.1$, и такая вселенная расширяется вечно. Кривой A отвечает $\Omega_m = 1$. Поскольку $\Omega_\Lambda = 0$, то это означает, что и $\Omega_k = 0$, т.е. вселенная является плоской.

На второй диаграмме (**Flat**) изображены другие случаи плоской вселенной, т.е. вселенные с $\Omega_k = 0$ или, что то же самое, с $\Omega_m + \Omega_\Lambda = 1$. Мы видим, что при соблюдении

этого условия, чем больше Ω_Λ , тем дольше предшествующая история вселенной. Предельный случай имеет место при $\Omega_\Lambda = 1$, он представлен кривой F. Впрочем, в этом случае $\Omega_m = 0$, что нереалистично, поскольку, как нам известно, какое-то количество материи во вселенной все же имеется, иначе кто бы читал эту статью и кто ее перед этим написал бы? Но в любом случае этот пример поучителен, он показывает, что в данном случае масштабный параметр сначала, в течение большей части истории, очень медленно растет от нуля в бесконечно далеком прошлом, после чего сравнительно недавно начинает возрастать значительно быстрее.

На третьей диаграмме (**Closed**) мы показываем замкнутые вселенные с $k > 0$ ($\Omega_k < 0$), т.е. с $\Omega_m + \Omega_\Lambda > 1$. Одна из этих кривых (D) уже воспроизводилась на первой диаграмме. Ей отвечает $\Omega_m = 3$, $\Omega_\Lambda = 0$ и, соответственно, переход к сжатию в будущем. Если мы немного увеличим Ω_Λ , а именно до 0.1, мы все еще будем иметь в будущем переход вселенной к фазе сжатия, как показывает кривая G. Однако затем дальнейшее незначительное увеличение Ω_Λ приведет к тому, что эволюция будет следовать кривой H. В этом случае вселенная расширяется вечно, несмотря на то, что $k > 0$ (т.е. $\Omega_k < 0$). Это противоречит нашему интуитивному ожиданию, основанному на рассмотрении вселенных с $\Omega_\Lambda = 0$.

Такая же коллизия показана и на четвертой диаграмме (**Open**), представляющей открытые вселенные, т.е. вселенные с $\Omega_m + \Omega_\Lambda < 1$. Кривая B, приведенная ранее также и на первой диаграмме, показывает вечное расширение вселенной, как и кривая I. Но кривая J описывает вселенную, в которой происходит переход к сжатию.

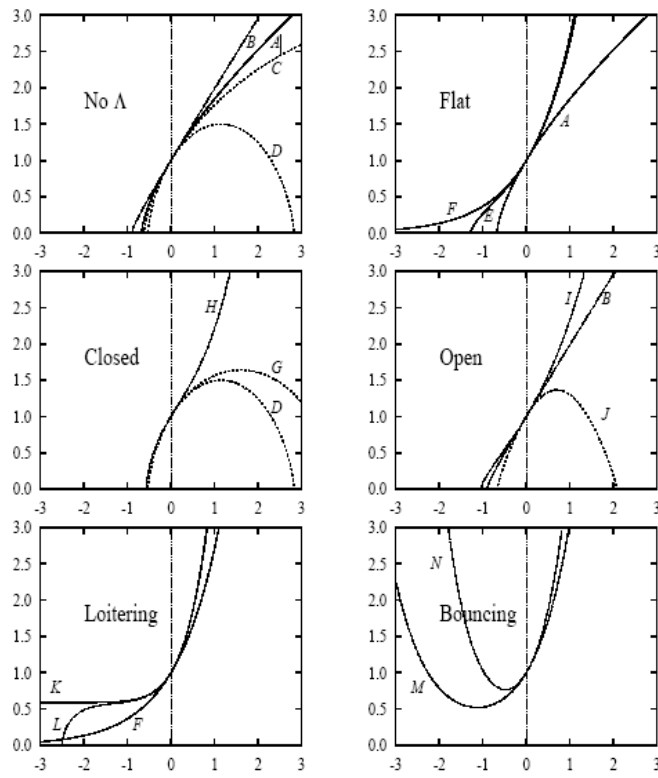


Рисунок 2: Эволюция масштабного параметра в зависимости от времени для различных значений плотности материи и космологического параметра. По горизонтальной оси отложено произведение $H_0(t - t_0)$, входящее в уравнение эволюции (4.1). По вертикальной оси отложена величина $y = a/a_0$ для каждого случая. Значения пары $(\Omega_m, \Omega_\Lambda)$ для разных кривых равны: A=(1, 0), B=(0.1, 0), C=(1.5, 0), D=(3, 0), E=(0.1, 0.9), F=(0, 1), G=(3, 0.1), H=(3, 1), I=(0.1, 0.5), J=(0.5, -1), K=(1.1, 2.707), L=(1, 2.59), M=(0.1, 1.5), N=(0.1, 2.5).

Рассматривая эти диаграммы, мы приходим к более общей классификации различных типов вселенных. Сохраним термины “открытая” и “замкнутая” в соответствии с тем, является ли значение Ω_k положительным или отрицательным. С другой стороны, назовем вселенную эллиптической, если она в будущем переходит от фазы расширения к фазе сжатия, и гиперболической, если она расширяется вечно. В случае $\Omega_\Lambda = 0$ открытые вселенные с необходимостью являются гиперболическими, а замкнутые – эллиптическими. Но при ненулевом значении Ω_Λ мы можем встретиться с открытой гиперболической, открытой эллиптической, замкнутой гиперболической или замкнутой эллиптической вселенными.

До перехода к следующему разделу мы должны обсудить еще две нижние диаграммы рис. 2. На нижней левой диаграмме мы снова видим кривую F, представленную ранее на второй диаграмме (плоские вселенные). Как мы говорили, в этом случае вселенная бесконечно долго проводит в фазе неуклонного расширения. Кривая K дает другой пример этого рода. Для различных значений Ω_m и Ω_Λ начальное значение масштабного параметра также оказывается разным (“блуждающим”), поэтому эти примеры называют “блуждающими” (loitering) вселенными. Кривая L представляет вселенную, которая очень близка к этому же типу. Она долго сохраняет практически неизменное значение масштабного параметра, но это продолжается лишь в течение конечного времени.

Если значение Ω_Λ увеличить еще больше по сравнению с “блуждающими” вселенными предшествующей диаграммы, мы видим на последней диаграмме вселенные, у которых фазе расширения предшествует фаза сжатия (вселенные с “отскоком” – “bouncing”). В этих случаях начальное значение масштабного фактора вселенных бесконечно велико, затем он в некоторый прошлый момент времени достигает минимального значения и в дальнейшем увеличивается в настоящую эпоху. Эта фаза расширения будет продолжаться вечно. Таковы случаи, для которых интеграл уравнения (3.6) расходится, что соответствует области в левом верхнем углу рис. 1.

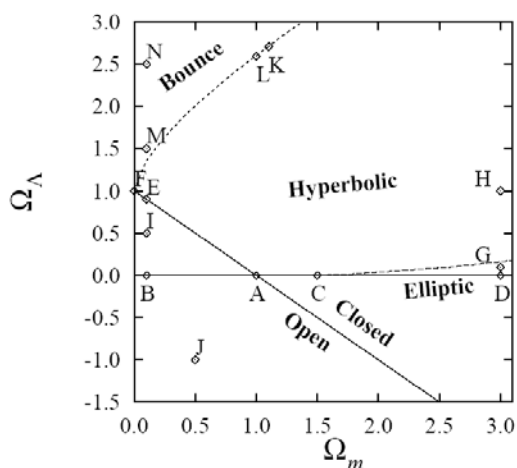


Рисунок 3: Резюме разных типов эволюции, показанных на рис. 2. Граничная линия между открытыми (Open) и замкнутыми (Closed) вселенными соответствует плоским вселенным, тогда как линия между гиперболическими (Hyperbolic) вселенными и вселенными, к которым фазе расширения предшествует фаза сжатия, т.е. имеет место “отскок” (Bounce), отвечает “блуждающим” (Loitering) вселенным, а линия между эллиптическими (Elliptic) и гиперболическими вселенными (Hyperbolic) – вселенным, которые именуются критическими.

Все эти диаграммы представлены суммарно на рис. 3, где мы показали, каким значениям Ω_m и Ω_Λ отвечают открытые или замкнутые вселенные, равно как гиперболические и эллиптические. Как хорошо видно из этого графика, отождествление замкнутых вселенных с эллиптическими действительно лишь при $\Lambda = 0$, так же как отождествление открытых вселенных – с гиперболическими.

5. Стратегии

Мы рассмотрели на многих примерах характер эволюции вселенной для разных значений космологических параметров. Теперь возникает большой вопрос: как определить, какая именно вселенная является нашей собственной?

Легко видеть, что мы не живем во вселенной, в которой фаза расширения следует после фазы сжатия (bouncing). Это следует из того обстоятельства, что для таких вселенных существует минимум значения (a/a_0) , т.е. некоторое максимальная величина z_{max} параметра z красного смещения. Эта величина должна удовлетворять соотношению

$$z_{max}^2 (z_{max} + 3) \leq (2/\Omega_m) \quad (5.1)$$

Мы знаем, что существуют квазары, для которых $z > 4$. Таким образом, если полученная нами оценка $\Omega_m > 0.02$ верна, то такие космологии отпадают. Однако нам все еще остается широкая область на плоскости параметров $(\Omega_m, \Omega_\Lambda)$, и нам нужно выработать стратегию действий.

Общая (и подходящая) стратегия оказывается следующей. Нам следует найти некоторую наблюдаемую величину, которая зависела бы от космологических параметров, и определить значение этой наблюдаемой. Это и даст нам значения космологических параметров. Теперь наш исходный вопрос трансформируется в такой: что может быть выбрано в качестве хорошей наблюдаемой для нашей цели?

Мы уже знаем одну величину, которая зависит от космологических параметров – возраст вселенной. К сожалению, мы не можем удовлетворительно использовать эту величину. Причина в том, что величина t_0 не может быть определена с помощью прямых наблюдений. Даже установив возраст того или иного конкретного объекта во вселенной, мы определяем тем самым только нижний предел для t_0 . Таким способом мы можем лишь оценить t_0 , чтобы протестировать правильность избранной нами стратегии.

Другой величиной, зависящей от Ω_m и Ω_Λ , является промежуток времени между текущим моментом и моментом испускания света некоторым объектом, равный $(t_0 - t)$, который фигурирует, например, в уравнении (4.2). Когда мы видим некоторый объект на небосводе, мы можем довольно точно определить для него величину красного смещения. Если бы у нас при этом был способ узнать момент времени, в который наблюдаемый нами свет был испущен этим объектом, мы бы имели то, что нам нужно. Но такого удовлетворительного способа узнать это довольно точно у нас нет. Определяя из наблюдений состав объекта и оценивая его с помощью некоторой эволюционной модели, мы могли бы, вероятно, оценить возраст, но эта оценка зависит от модели эволюции, что вносит определенную погрешность.

Поэтому для определения космологических констант обычно пользуются измеренной зависимостью между расстояниями до объектов и их красным смещением. Чтобы объяснить, как это делается, сначала нам надо выяснить, как физическое расстояние до объекта зависит от z для различных значений Ω_m и Ω_Λ . Это делается в следующем разделе. Вслед за этим в разделе 7 мы обсудим некоторые методы измерения расстояний и, в итоге, способы

практического определения космологических параметров. Значение этих способов для физики частиц рассматривается в разделе 8.

6. Зависимость между расстоянием и красным смещением

Свет распространяется вдоль нулевой геодезической линии, т.е. по траектории, для которой $ds^2 = 0$ в уравнении (2.1). Таким образом, траектории световых лучей удовлетворяют уравнению

$$\frac{dr}{dt} = \frac{\sqrt{1 - kr^2}}{a}, \quad (6.1)$$

где r – безразмерное координатное расстояние, фигурирующее в уравнении (2.1). Используя уравнения (3.7) и (3.8), мы можем переписать его в виде

$$\frac{dr}{\sqrt{1 + \Omega_k a_0^2 H_0^2 r^2}} = (1 + z) \frac{dt}{a_0} = \frac{1}{H_0 a_0} \frac{dz}{\sqrt{(1 + z)^2 (1 + \Omega_m z) - z(2 + z)\Omega_\Lambda}}, \quad (6.2)$$

где с левой стороны мы заменили k на Ω_k , используя определение (2.6). Интегрирование этого уравнения определяет координатное расстояние как функцию z :

$$H_0 a_0 r(z) = \frac{1}{\sqrt{|\Omega_k|}} \operatorname{sinn} \left[\sqrt{|\Omega_k|} \int_0^z \frac{dz'}{\sqrt{(1 + z')^2 (1 + \Omega_m z') - z'(2 + z')\Omega_\Lambda}} \right], \quad (6.3)$$

где “sinn” означает гиперболический синус при $\Omega_k > 0$, и обычный синус – при $\Omega_k < 0$. Если $\Omega_k = 0$, то и синус, и Ω_k исчезают из этого выражения, так что остается только сам интеграл.

Физическое расстояние до некоторого объекта может быть определено различными способами¹. Нам потребуется так называемое “фотометрическое расстояние” ℓ , которое определяется условием, чтобы кажущаяся яркость объекта была пропорциональна $1/\ell^2$. Это расстояние связано с координатным расстоянием соотношением (см. [2]):

$$\ell(z) = a_0^2 r(z) / a(z) = (1 + z) a_0 r. \quad (6.4)$$

Таким образом

$$H_0 \ell(z) = \frac{1 + z}{\sqrt{|\Omega_k|}} \operatorname{sinn} \left[\sqrt{|\Omega_k|} \int_0^z \frac{dz'}{\sqrt{(1 + z')^2 (1 + \Omega_m z') - z'(2 + z')\Omega_\Lambda}} \right]. \quad (6.5)$$

На рис. 4 построен график величины $H_0 \ell(z)$ при различном выборе значений Ω_m и Ω_Λ с целью показать общий характер ее изменения.

¹См., например, раздел 3.3 публикации [1] или раздел 19.9 публикации. [2].

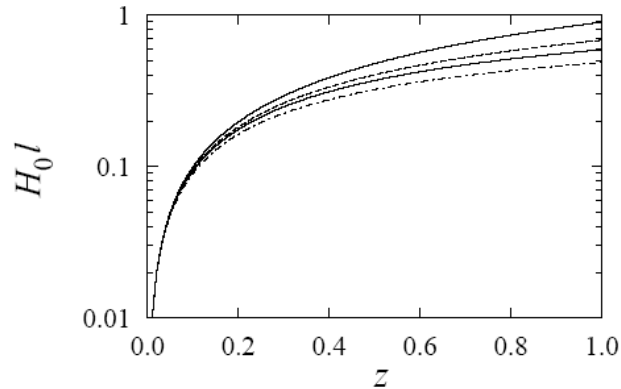


Рисунок 4: зависимость между величиной $H_0 \ell$ и красным смещением, где ℓ - фотометрическое расстояние. Снизу вверх идут графики, отвечающие значениям Ω_m и Ω_Λ соответственно для кривых D=(3, 0), A=(1, 0), B=(0.1, 0) и E=(0.1, 0.9) рис. 2.

7. Измерение расстояний

7.1 Общие замечания

Теперь зададимся вопросом, как можно измерить расстояние до некоторого объекта. В каком-то смысле это наиболее важная проблема наблюдательной космологии. Старые методы измерения расстояний основаны на “лестничной” методологии [3].

Это значит, что до определенного расстояния используется один конкретный метод, который используется в качестве калибровочного для другого метода, используемого на большем расстоянии. Этот процесс распространяется все дальше на очередные ступени лестницы. Чтобы измерить расстояния, достаточно большие для установления различия между различными типами вселенных, требуется пройти через целый ряд ступенек этой лестницы, и при таком измерении возникает слишком большая неопределенность.

Недавно были разработаны различные другие методы, которые стало возможным использовать для измерения космологических параметров. Эти методы не используют лестничную методологию, поэтому можно ожидать от них значительно более точных оценок расстояний. Некоторые из этих методов перечислены ниже.

Гравитационное линзирование. Гравитационные линзы формируют повторяющиеся изображения одного и того же объекта, световые лучи от которых приходят с разных направлений и, следовательно, проходят пути различной длины. Если яркость исходного объекта периодически меняется, то периодичность изменения яркости изображений будет зависеть от длины соответствующих путей. Это создает возможности для определения расстояний [4]. До настоящего времени данных такого типа очень мало.

Эффект Зельдовича-Сюняева. Фотоны фонового космического микроволнового излучения, проходя через галактику, рассеиваются. В результате их энергия меняется. Вследствие этого приходящее со стороны данной галактики микроволновое фоновое излучение отличается от чисто теплового. Точнее говоря, в нем уменьшается доля фотонов с низкой энергией и увеличивается доля фотонов с высокой энергией. Степень уменьшения зависит от размера галактики. Используя это, можно измерять фактические размеры галактик. Тогда кажущийся размер может быть использован для измерения расстояния [5].

Полученные этим способом данные характеризуются существенным разбросом результатов, и мы не будем здесь его обсуждать.

Анизотропия микроволнового фонового излучения. Эволюция возмущений плотности зависит от значений космологических параметров. Следовательно, анизотропия микроволнового фонового излучения может быть рассчитана через величины Ω_m и Ω_Λ . Если в будущем удастся очень точно определять эту анизотропию, то, вероятно, данный метод станет наилучшим тестом для космологических параметров.

Сверхновые 1a. Данный метод исходит из допущения, что каждая сверхновая звезда типа 1a имеет одинаковую абсолютную яркость. Тогда измерение кажущейся яркости позволяет определить расстояние до нее. Этот метод подробнее обсуждается в дальнейшей части данной публикации.

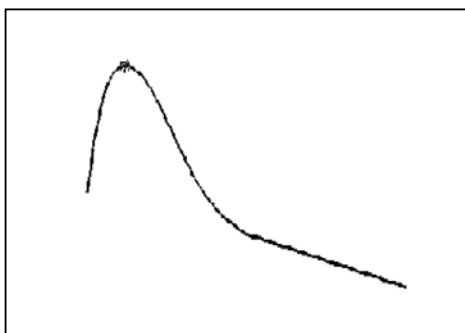


Рисунок 5: Схематизированная кривая яркости сверхновой типа 1a

7.2 Результаты измерений для сверхновых типа 1a

Сверхновые типа 1a идентифицируются по характеру кривой яркости их излучения, т.е. изменения интенсивности излучения со временем, эта кривая представлена на рис. 5. Кроме того, спектральный анализ выявляет в их излучении линии тяжелых элементов, например, магния и кремния.

Считается, что сверхновые этого типа являются продуктом слияния двух белых карликов с массой, очень близкой к пределу Чандрасекара. Поскольку массы, участвующие во взрыве, очень близки, то для каждой из сверхновых типа 1a разумно предположить, что собственная (или абсолютная) яркость каждой сверхновой этого типа также одинакова. Таким образом, если измерить кажущуюся яркость на вершине кривой яркости, то можно найти обратный квадрат расстояния до сверхновой, где под расстоянием понимается фотометрическое расстояние. Для указания яркости астрономы пользуются понятием ‘магнитуда’, которое пропорционально логарифму яркости. Таким образом, кажущаяся магнитуда при максимальной яркости должна удовлетворять соотношению

$$m_{\max} \sim \log e^2 \quad (7.1)$$

Мы уже видели на рис. 4, как изменяется $\log e$ в функции z при разных значениях Ω_m и Ω_Λ . Так что наша стратегия должна быть простой. Следует построить график реально наблюдаемой зависимости расстояния от красного смещения и определить, какой паре значений Ω_m и Ω_Λ наилучшим образом соответствует эта зависимость.

Осталось указать лишь на один небольшой момент перед выполнением данной программы. По вертикальной оси на рис. 4 отложены значения $H_0 \ell$, а не ℓ . Так что, пока мы не знаем H_0 , мы не сможем двигаться дальше.

Однако нам поможет то соображение, что при малых значениях z поведение графиков не зависит от Ω_m и Ω_Λ . Таким образом, если определить красные смещения и кажущиеся магнитуды для близких сверхновых, можно установить и значение параметра Хаббла. Затем, используя это значение, можно будет перейти к большим значениям z и определить Ω_m и Ω_Λ .

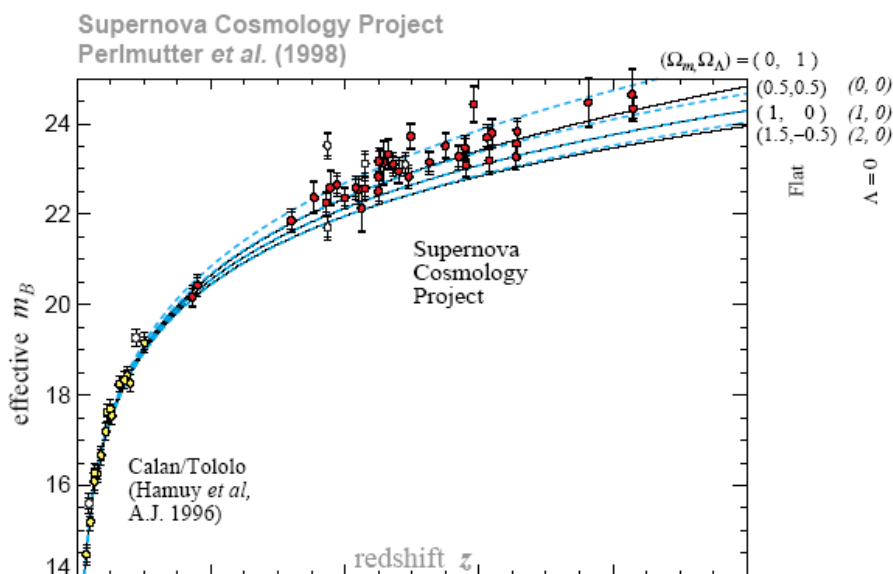


Рисунок 6: Зависимость между красным смещением и кажущейся яркостью для некоторого множества сверхновых типа 1. Горизонтальная шкала простирается от 0 до 1. Данные для малых значений красного смещения взяты из [6], а для $z > 0.2$ - из [7]. График заимствован из [7], при этом слегка модифицированы надписи. Пунктирные линии отвечают плоским вселенным, а сплошные – значениям $\Omega_\Lambda = 0$. Все значения Ω_m и Ω_Λ указаны в правом верхнем углу.

Часть задачи для малых z была в значительной мере решена несколько лет назад [6], данные представлены на рис. 6. Значение параметра Хаббла, следующее из этих данных, равно:

$$H_0 = (63.1 \pm 3.4 \pm 2.9) \text{ кмс}^{-1} \text{ Мпс}^{-1} \quad (7.2)$$

Используя это значение, можно определить расстояние до более далеких сверхновых. Начало этому положила в 1998 году группа, получившая название ‘Supernova Cosmology Project’ (SCP). Они измерили красное смещение и эффективную магнитуду для 42 сверхновых и опубликовали свои результаты, представленные на рис. 6.

На представленные ими данные наложены теоретические результаты, полученные для разных комбинаций Ω_m и Ω_Λ . Это те же кривые (подвергнутые общей нормализации), что и на рис. 4. Теперь можно определить, какие значения Ω_m и Ω_Λ достаточно хорошо удовлетворяют наблюдаемым данным, результаты соответствующего анализа SCP показаны на рис.7.

Как видим, сглаживание данных показывает, что космологическая постоянная отлична от нуля. Действительно, если речь идет о плоских вселенных, обозначенных на этом графике прямой диагональной линией, то наилучшие значения, отстаиваемые SCP, равны

$$\Omega_m = 0.22, \quad \Omega_\Lambda = 0.78 \quad (7.3)$$

Более общим образом, однако, мы должны рассматривать области на плоскости параметров, причем численные доверительные вероятности для соответствующих областей показаны на графике (рис. 7).

На рис. 1 мы видели, как должны выглядеть эти линии. В общем случае изображают линии равных значений $H_0 t_0$. Задавшись значением H_0 , можно построить линии равного возраста вселенной, которые также наложены на график рис. 7. Значения H_0 вытекают из соотношения (7.2), они указаны и на самом рисунке, и в подписи к нему. Наилучшее значение, которое предлагает SCP, равно²:

$$t_0 = (14.9 \pm 1) \times 10^9 \text{ лет} \quad (7.4)$$

для плоских вселенных. Если не предполагается, что вселенная является плоской, то наилучшее приближение для возраста составляет

$$t_0 = (14.5 \pm 1) \times 10^9 \text{ лет} \quad (7.5)$$

Разумеется, оба этих значения t_0 соответствуют значению H_0 , указанному на рис., которое отвечает среднему значению из соотношения (7.2).

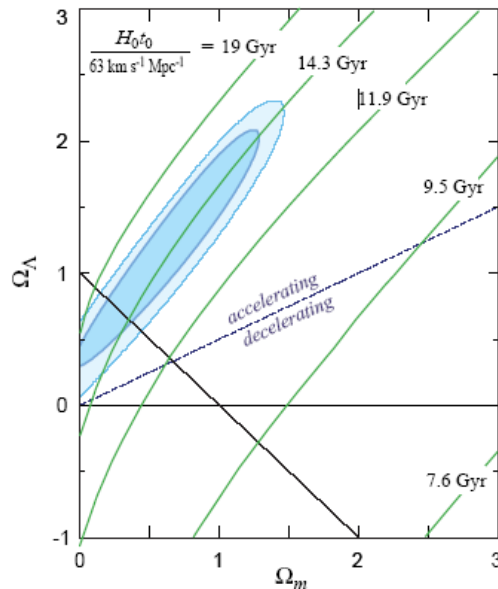


Рисунок 7: Наилучшие результаты сглаживания данных рис. 6 на плоскости $\Omega_m - \Omega_\Lambda$. Наложены линии равного возраста, отвечающие значению $63 \text{ кмс}^{-1}\text{Мпс}^{-1}$ для постоянной Хаббла.

² На рис. 7 возраст указан в млрд. лет (Gyr)

8. Применения

Что дают эти результаты физике частиц? Различные частицы, например, нейтрино, могут вносить вклад только в Ω_m . Среднее значение параметра Хаббла говорит нам, что критическая плотность вселенной равна

$$\rho_c = 4 \text{ кэВ/см}^3 \quad (8.1)$$

Более того, подставляя наилучшие значения, предлагаемые соотношением (7.3), мы получаем для текущей плотности материи значение

$$\rho_0 \approx 900 \text{ эВ/см}^3 \quad (8.2)$$

При стандартной плотности нейтрино около 110 /см^3 максимально разрешенная масса для легких стабильных нейтрино составляет около 8 эВ. Подобным образом можно установить другие ограничения на свойства нейтрино, вытекающие из космологии, причем они оказываются гораздо более сильными, чем обычно используемые.

Но это еще не все. Как мы уже указывали, рост плотности возмущений имеет различные характеристики во вселенной с ненулевой Λ . Такой анализ может также наложить очень сильные ограничения на различные возможные типы темной материи. Эта тема только начинает исследоваться [8].

Библиография

- [1] S. M. Carroll, W. H. Press, E. L. Turner: *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 30 (1992) 499.
- [2] A. P. Lightman, W. H. Press, R. H. Price, S. A. Teukolsky: *Problem book in relativity and gravitation*, (Princeton University Press, 1975).
- [3] For a discussion of these older techniques, see, e.g., G. Bothun: *Modern cosmological observations and problems*, (Taylor & Francis, 1998).
- [4] For details, see, e.g., R. D. Blandford and R. Narayan: *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 30 (1992) 311.
- [5] For details, see, e.g., Y. Rephaeli: *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 33 (1995) 541; M. Birkinshaw: *Phys. Rep.* 310 (1999) 97.
- [6] M. Hamuy, M. M. Phillips, N. B. Suntzeff, R. A. Schommer, J. Maza, R. Avilés: *Astronom. J.* 112 (1996) 2391.
- [7] The Supernova Cosmology Project, S. Perlmutter et al, [astro-ph/9812133](#).
- [8] See, e.g., J.R. Primack and M.A. Gross, [astro-ph/9810204](#).