

Лекция 4

Зоопарк космологических моделей. Стандартные свечи и ускоренное расширение Вселенной. Модель Λ CDM.

Ультрарелятивистское вещество, плоская вселенная

$$p = \frac{1}{3}n\langle vP \rangle - \text{для любого газа} \quad (4.1)$$

Ультрарелятивистский (УР) газ:

$$E^2 = m^2 + P^2 \approx P^2 \Rightarrow P \cong E, \quad v \cong 1 \Rightarrow \quad (4.2)$$

$$p = \frac{1}{3}nE = \frac{1}{3}\rho \quad (4.3)$$

$$\boxed{p = \frac{1}{3}\rho} \quad (4.4)$$

Как ρ зависит от a ?

$$\dot{\rho} + 3\frac{\dot{a}}{a}(\rho + p) = 0 \quad (\text{сохр. ТЭИ}) \quad (4.5)$$

$$\frac{d\rho}{\rho} = -4\frac{da}{a} \quad (4.6)$$

$$\boxed{\rho = \frac{\text{const}}{a^4}} \quad (4.7)$$

(не $1/a^3$!)

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi}{3}G\rho = \frac{\text{const}}{a^4} \quad (4.8)$$

$$\boxed{a(t) = \text{const}'t^{1/2}} \quad (4.9)$$

$$H(t) = \frac{\dot{a}}{a} = \frac{1}{2t} \quad (4.10)$$

(для пыли было $\frac{2}{3t}$)

$$\rho = \frac{3}{8\pi G} \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{3}{32\pi G} \frac{1}{t^2} \quad (4.11)$$

Горизонт:

$$l_H(t) = a(t) \int_0^t \frac{dt}{a(t)} = 2t = \frac{1}{H(t)} \quad (4.12)$$

(для пыли $2/H(t)$)

Вакуум и де-Ситтеровское плоское решение

Никакой материи кроме Λ -члена.

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi}{3}G\Lambda, \quad \Lambda = \text{const} \geq 0 \quad (4.13)$$

В плоском случае для $\Lambda < 0$ решения нет!

$$\frac{\dot{a}}{a} = (\pm) \sqrt{\frac{8\pi}{3}G\Lambda} = (\pm)H_{dS} \Rightarrow \quad (4.14)$$

$$a(t) = \text{const} \times e^{(+)\!H_{dS}t} \quad (4.15)$$

Сжимающиеся решения не физичны (?).
Сингулярности нет. Космологический горизонт
 $= +\infty$ (тоже нет).

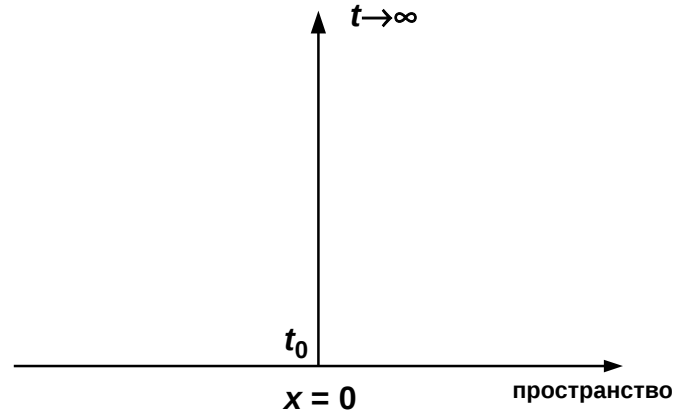
Λ ведет себя как плотность вакуума:

$$\dot{\rho} + 3\frac{\dot{a}}{a}(\rho + p) = 0 \Rightarrow \backslash p = -\rho \backslash \Rightarrow \dot{\rho} = 0 \quad (4.16)$$

Плотность постоянна (что и ожидается от вакуума).

ДеСиттеровский горизонт

Каков в момент времени t_0 размер области, из которой дойдут сигналы в точку $x = 0$ к моменту $t > t_0$?



$$\begin{aligned}
 l_{dS}(t) &= a(t_0) \int_{t_0}^t \frac{dt'}{a(t')} = \\
 &= \text{const} \times e^{H_{dS} t_0} \int_{t_0}^t \frac{dt'}{\text{const} \times e^{H_{dS} t'}} = \\
 &= \frac{1}{H_{dS}} \left[1 - e^{-H_{dS}(t-t_0)} \right] \quad (4.17)
 \end{aligned}$$

$$l_{dS}(\infty) = \frac{1}{H_{dS}} \quad (4.18)$$

Сигналы из областей, которые сейчас дальше $l_{dS}(\infty)$ не дойдут до точки $x = 0$ никогда!

Случаи $\varkappa = +1, -1$

Пылевидная материя, $\Lambda = 0$. Из (3.77):

$$\rho = \frac{\text{const}}{a^3} \quad (4.19)$$

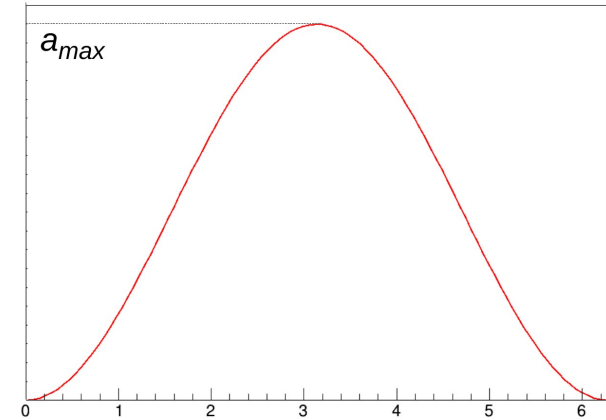
$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3} \frac{\text{const}}{a^3} - \frac{\varkappa}{a^2} = \frac{a_{max}}{a^3} - \frac{\varkappa}{a^2} \quad (4.20)$$

$$dt = a(t)d\eta \Rightarrow \left(\frac{da}{d\eta}\right)^2 = a_{max}a - \varkappa a^2 \quad (4.21)$$

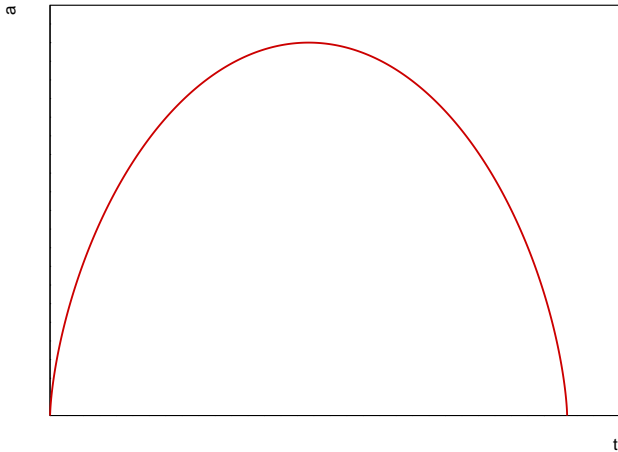
$\varkappa = +1$

$$a(\eta) = a_{max} \sin^2 \frac{\eta}{2} \quad (4.22)$$

Вселенная рождается в точке и коллапсирует в точку.



$$t = \int_0^\eta a(\eta)d\eta = \frac{a_{max}}{2}(\eta - \sin \eta) \quad (4.23)$$



Для $\kappa = +1$ можно явно выразить a_{max} через массу вселенной:

$$\frac{8\pi G}{3}\rho = \frac{a_{max}}{a^3} \text{ (по определению)} \quad (4.24)$$

$$\rho \times 2\pi^2 a^3 = m \Rightarrow \rho = \frac{m}{2\pi^2 a^3} \quad (4.25)$$

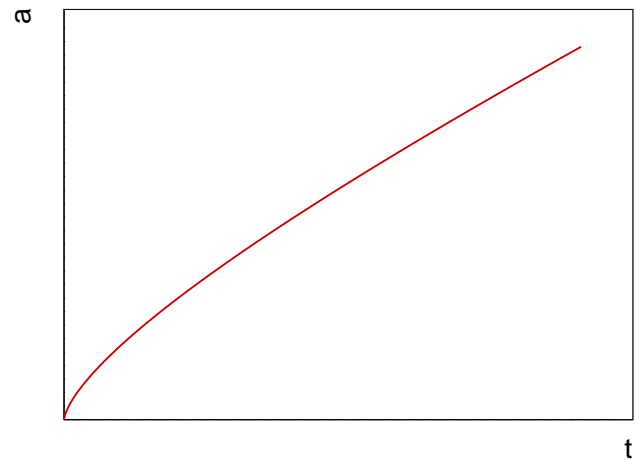
$$\frac{8\pi G}{3} \frac{m}{2\pi^2 a^3} = \frac{a_{max}}{a^3} \Rightarrow a_{max} = \frac{4}{3\pi} mG \quad (4.26)$$

$$\kappa = -1$$

$$a(\eta) = a_{max} \operatorname{sh}^2 \frac{\eta}{2} \quad (4.27)$$

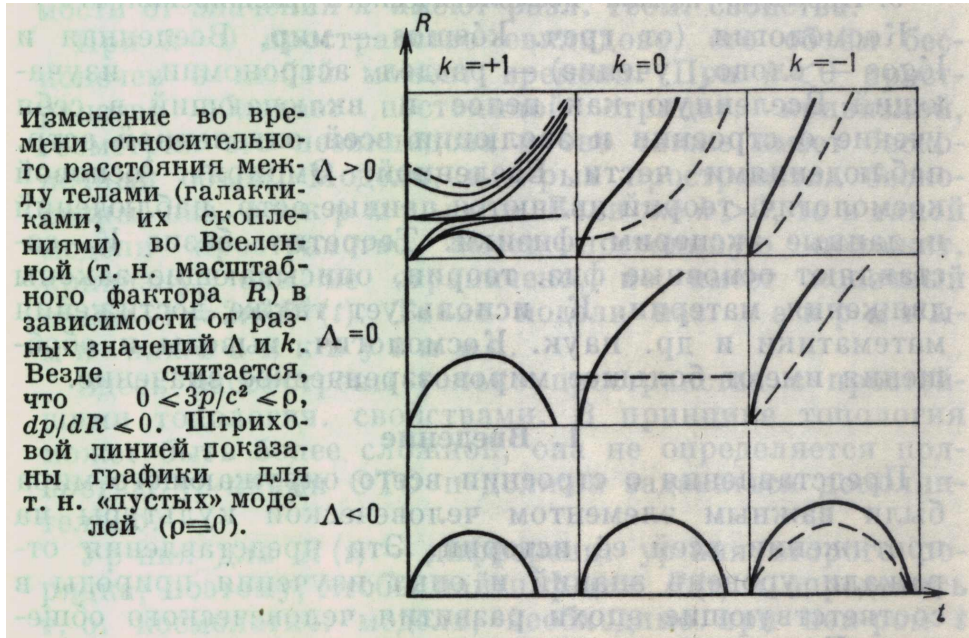
$$t = \int_0^\eta a(\eta) d\eta = \frac{a_{max}}{2} (\operatorname{sh} \eta - \eta) \quad (4.28)$$

Коллапса нет, вселенная открыта и бесконечна.



★ Найдите асимптотику решения при $t \rightarrow \infty$.

Зоопарк космологических моделей



И.Д. Новиков. Космологические модели. Физическая энциклопедия, Т.2, стр. 475

Параметр замедления (или как была открыта темная энергия)

$$q_0 = - \left. \frac{1}{H_0^2} \frac{\ddot{a}}{a} \right|_{t_0} = - \frac{\ddot{a} a}{\dot{a}^2} \quad (4.29)$$

Пыль:

$$a(t) = \text{const } t^{2/3}$$

$$\dot{a}(t) = \frac{2}{3} \text{const } t^{-1/3} \quad (4.30)$$

$$\ddot{a}(t) = -\frac{2}{9} \text{const } t^{-4/3}$$

$$q_0 = +\frac{1}{2} \quad (4.31)$$

Каков параметр замедления в более общем случае? (И в чем заключается этот более общий случай)?

Критическая плотность

Уравнение Фридмана:

$$H^2(t) = \left(\frac{\dot{a}}{a} \right)^2 = \frac{8\pi}{3} G(\rho + \Lambda) - \frac{\varkappa}{a^2} \quad (4.32)$$

⇒ Постоянная Хаббла сейчас:

$$H_0^2 = \frac{8\pi}{3} G(\rho_0 + \Lambda) - \frac{\varkappa}{a_0^2} \quad (4.33)$$

Если пространство плоское, $\varkappa = 0$, то

$$\frac{8\pi}{3} G(\rho_0 + \Lambda) = H_0^2 \Rightarrow \rho_0 + \Lambda = \frac{3}{8\pi G} H_0^2 \quad (4.34)$$

$$\rho_c \equiv \frac{3}{8\pi G} H_0^2 \quad - \quad \text{критическая плотность} \quad (4.35)$$

$$\begin{aligned} h &= 0.68 \Rightarrow \\ \rho_c &= 4.9 \cdot 10^{-6} \frac{\Gamma\text{эВ}}{\text{см}^3} \end{aligned} \quad (4.36)$$

$\rho_0 + \Lambda$ измеряются.

Результат: в пределах ошибок

$$\rho_0 + \Lambda = \rho_c \Rightarrow \quad (4.37)$$

Наше пространство очень близко к плоскому.

Из (4.32):

$$\begin{aligned} H^2 &= \frac{8\pi}{3} G \left(\rho_M + \rho_{rad} + \rho_\Lambda - \frac{3}{8\pi G} \frac{\varkappa}{a^2} \right) = \\ &= \frac{8\pi}{3} G (\rho_M + \rho_{rad} + \rho_\Lambda + \rho_{curv}) \end{aligned} \quad (4.38)$$

Уравнение справедливо всегда, когда можно пренебречь плавным превращением ультрарелятивистской материи в нерелятивистскую \Rightarrow

Всегда, кроме очень ранних эпох после сингулярности.

Из (4.38):

$$\rho_M + \rho_{rad} + \rho_\Lambda + \rho_{curv} = \frac{3}{8\pi G} H^2 \quad (4.39)$$

В современную эпоху (по определению (4.35))

$$\rho_M^0 + \rho_{rad}^0 + \rho_\Lambda^0 + \rho_{curv}^0 = \rho_c \quad (4.40)$$

Введем относительные плотности:

$$\Omega_M = \rho_M^0 / \rho_c \quad (4.41)$$

$$\Omega_{rad} = \rho_{rad}^0 / \rho_c \quad (4.42)$$

$$\Omega_\Lambda = \rho_\Lambda^0 / \rho_c \quad (4.43)$$

$$\Omega_{curv} = \rho_{curv}^0 / \rho_c \quad (4.44)$$

$$\Omega_M + \Omega_{rad} + \Omega_\Lambda + \Omega_{curv} = 1 \quad (4.45)$$

$$\rho_M = \rho_M^0 \left(\frac{a_0}{a} \right)^3 \quad (4.46)$$

$$\rho_{rad} = \rho_{rad}^0 \left(\frac{a_0}{a} \right)^4 \quad (4.47)$$

$$\rho_\Lambda = \rho_\Lambda^0 \equiv \Lambda \quad (4.48)$$

$$\rho_{curv} = \rho_{curv}^0 \left(\frac{a_0}{a} \right)^2 \quad (4.49)$$

$$\rho_c = \frac{3}{8\pi G} H_0^2 \Rightarrow \frac{8\pi}{3} G = \frac{H_0^2}{\rho_c} \quad (4.50)$$

$$\begin{aligned} H^2 &= \frac{H_0^2}{\rho_c} \left[\rho_M^0 \left(\frac{a_0}{a} \right)^3 + \rho_{rad}^0 \left(\frac{a_0}{a} \right)^4 + \rho_\Lambda + \rho_{curv}^0 \left(\frac{a_0}{a} \right)^2 \right] = \\ &= H_0^2 \left[\Omega_M \left(\frac{a_0}{a} \right)^3 + \Omega_{rad} \left(\frac{a_0}{a} \right)^4 + \Omega_\Lambda + \Omega_{curv} \left(\frac{a_0}{a} \right)^2 \right] \end{aligned} \quad (4.51)$$

Уравнение Фридмана в относительных плотностях:

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = H_0^2 \left[\Omega_M \left(\frac{a_0}{a}\right)^3 + \Omega_{rad} \left(\frac{a_0}{a}\right)^4 + \Omega_\Lambda + \Omega_{curv} \left(\frac{a_0}{a}\right)^2 \right] \quad (4.52)$$

Считая $\Omega_{rad} \ll \Omega_M$ найдем q_0 в современную эпоху

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = H_0^2 \left[\Omega_M \left(\frac{a_0}{a}\right)^3 + \Omega_\Lambda + \Omega_{curv} \left(\frac{a_0}{a}\right)^2 \right] \quad (4.53)$$

$$\dot{a} = H_0 \sqrt{\Omega_M a_0^3/a + \Omega_\Lambda a^2 + \Omega_{curv} a_0^2} \quad (4.54)$$

$$\ddot{a} = \frac{H_0}{2} \frac{-\Omega_M a_0^3/a^2 + 2a \Omega_\Lambda}{\sqrt{\Omega_M a_0^3/a + \Omega_\Lambda a^2 + \Omega_{curv} a_0^2}} \dot{a} = \frac{1}{2} H_0^2 (2a \Omega_\Lambda - \frac{1}{a^2} \Omega_M a_0^3) \quad (4.55)$$

$$q_0 = -\frac{1}{H_0^2} \frac{\ddot{a}}{a} \Big|_{t_0} = \frac{1}{2} (\Omega_M - 2\Omega_\Lambda) \quad (4.56)$$

(Ω_{curv} ушло!)

$$q_0 = \frac{1}{2} (\Omega_M - 2\Omega_\Lambda) \quad [\Omega_M = 1, \Lambda = 0 \Rightarrow q_0 = 1/2] \quad (4.57)$$

В каком соотношении находятся Ω_M и Ω_Λ ?

Стандартные свечи и параметр замедления

Наблюдаемая яркость $J(z)$ стандартного источника со светимостью L :

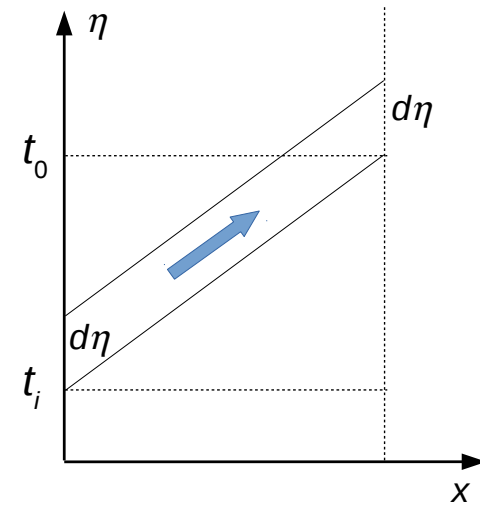
$$J(z) = \frac{L}{S(z)} \times \frac{1}{1+z} \times \frac{1}{1+z} = \frac{L}{S(z)} \frac{1}{(1+z)^2} \quad (4.58)$$

покра- растяже-
нение ние
 времени

$S(z)$ – площадь 2-сферы, окружающей источник.

Растяжение времени:

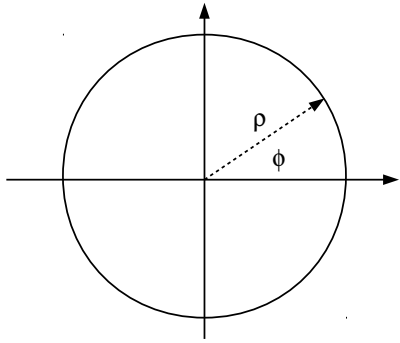
$$d\eta_i = \frac{dt_i}{a_i} = \frac{dt_0}{a_0} \Rightarrow dt_i = \frac{a_i}{a_0} dt_0 = \frac{dt_0}{1+z} \quad (4.59)$$



$S(z) = ?$

Площадь 2-сферы в 3-плоском пространстве, 3-сфере и 3-псевдосфере

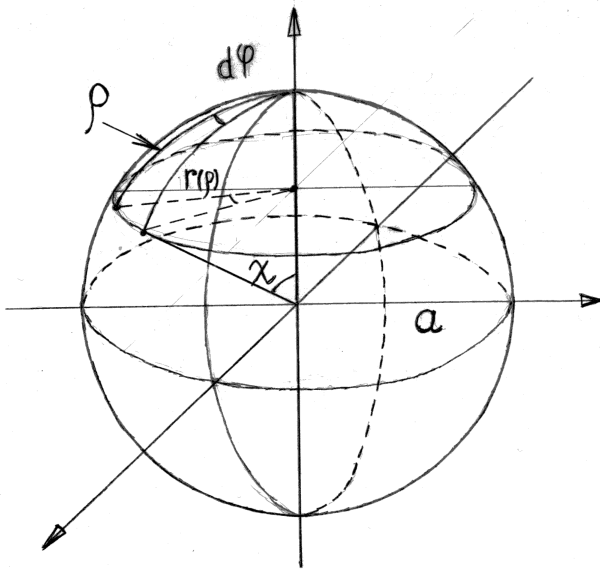
1. Длина окружности радиуса ρ на 2-плоскости



$$C_\rho = 2\pi\rho = 2\pi r(\rho) \quad (4.60)$$

$$r(\rho) = a \left(\frac{\rho}{a} \right) = a\chi(\rho) \quad (4.61)$$

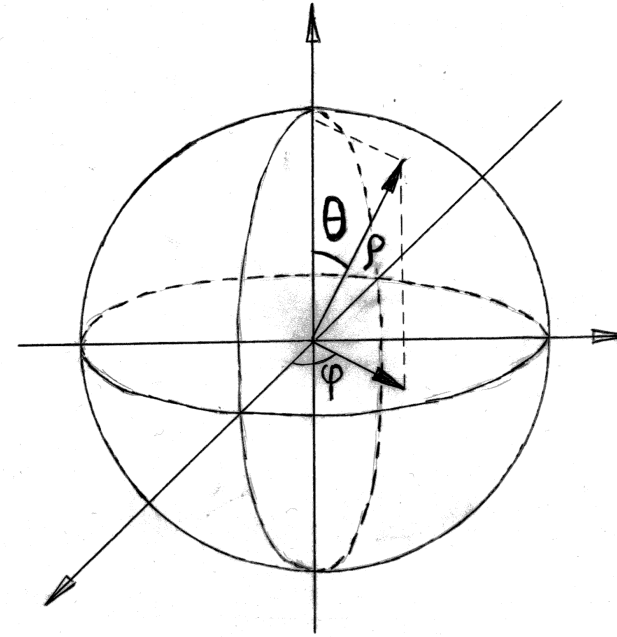
2. Длина окружности радиуса ρ на 2-сфере



$$C_\rho = 2\pi r(\rho) \quad (4.62)$$

$$r(\rho) = a \sin \left(\frac{\rho}{a} \right) = a \sin \chi(\rho) \quad (4.63)$$

3. Площадь 2-сферы в 3-плоскости



$$S_\rho = 4\pi\rho^2 = 4\pi r^2(\rho) \quad (4.64)$$

$$r(\rho) = a \left(\frac{\rho}{a} \right) = a\chi(\rho) = a\chi(\rho(z)) \quad (4.65)$$

4. Площадь 2-сферы в 3-сфере

$$S_\rho = 4\pi r^2(\rho) \quad (4.66)$$

$$r(\rho) = a \sin \left(\frac{\rho}{a} \right) = a \sin \chi(\rho) = a \sin \chi(\rho(z)) \quad (4.67)$$

5. Площадь 2-сферы в 3-псевдосфере

$$S_\rho = 4\pi r^2(\rho) \quad (4.68)$$

$$r(\rho) = a \operatorname{sh} \left(\frac{\rho}{a} \right) = a \operatorname{sh} \chi(\rho) = a \operatorname{sh} \chi(\rho(z)) \quad (4.69)$$

$$S(z) = 4\pi r^2(z) \quad (4.70)$$

$$r(z) = \begin{cases} a \chi(z) & - 3\text{-плоскость} \\ a \sin \chi(z) & - 3\text{-сфера} \\ a \operatorname{sh} \chi(z) & - 3\text{-псевдосфера} \end{cases} \quad (4.71)$$

$$\chi(z) = \frac{\rho(z)}{a} \quad (4.72)$$

$\chi(z)$ – координатное расстояние от источника, излучившего при красном смещении z (момент времени t_i) до приемника на Земле.

Вычисление $r(z)$

Координатное расстояние до источника, излучившего в момент t_i , принятого на Земле в момент t_0 :

$$x = \chi = \int_{t_i}^{t_0} \frac{dt}{a(t)}; \quad \chi(z) = ? \quad (4.73)$$

$$z(t) = \frac{a_0}{a(t)} - 1 \Rightarrow dz = -\frac{a_0}{a^2} \dot{a} dt \Rightarrow dt = -\frac{a^2}{a_0 \dot{a}} dz \Rightarrow \quad (4.74)$$

$$\begin{aligned} \chi(z) &= \int_z^0 \left(-\frac{a^2}{a_0 \dot{a}} \right) dz \frac{1}{a} = \int_0^z \frac{dz}{a_0 (\dot{a}/a)} = \\ &= \sqrt{\left(\frac{\dot{a}}{a} \right)^2 = H_0^2 \left[\Omega_M \left(\frac{a_0}{a} \right)^3 + \Omega_\Lambda + \Omega_{curv} \left(\frac{a_0}{a} \right)^2 \right]}; \\ &\quad (\text{пренебрегли излучением}); \quad \frac{a_0}{a} = z + 1 \setminus = \\ &= \int_0^z \frac{dz}{a_0 H_0 \sqrt{\Omega_M (1+z)^3 + \Omega_\Lambda + \Omega_{curv} (1+z)^2}} \quad (4.75) \end{aligned}$$

Результат:

$$\varkappa = 0 : \quad r(z) = \frac{1}{H_0} \int_0^z \frac{dz}{\sqrt{\Omega_M (1+z)^3 + \Omega_\Lambda}}; \quad \Omega_M + \Omega_\Lambda = 1 \quad (4.76)$$

$$\varkappa = +1 : \quad r(z) = a_0 \sin \left[\int_0^z \frac{dz}{a_0 H_0 \sqrt{\Omega_M (1+z)^3 + \Omega_\Lambda + \Omega_{curv} (1+z)^2}} \right] \quad (4.77)$$

$$\varkappa = -1 : \quad r(z) = a_0 \operatorname{sh} \left[\int_0^z \frac{dz}{a_0 H_0 \sqrt{\Omega_M (1+z)^3 + \Omega_\Lambda + \Omega_{curv} (1+z)^2}} \right] \quad (4.78)$$

Можно из П.Ч. исключить H_0 :

$$\begin{aligned}\Omega_{curv} &= \frac{\rho_{curv}^0}{\rho_c} = \frac{1}{\rho_c} \left(-\frac{\varkappa}{a_0^2} \right) \frac{3}{8\pi G} = \\ &= \frac{8\pi G}{3H_0^2} \left(-\frac{\varkappa}{a_0^2} \right) \frac{3}{8\pi G} = -\frac{1}{H_0^2} \frac{\varkappa}{a_0^2} \quad (4.79)\end{aligned}$$

$H_0 r(z)$ – выражение $r(z)$ в естественных космологических единицах:

$\varkappa = 0$:

$$H_0 r(z) = \int_0^z \frac{dz}{\sqrt{\Omega_M(1+z)^3 + \Omega_\Lambda}}; \quad \Omega_M + \Omega_\Lambda = 1 \quad (4.80)$$

$\varkappa = +1$:

$$\begin{aligned}H_0 r(z) &= \\ \frac{1}{\sqrt{-\Omega_{curv}}} \sin \left[\int_0^z \frac{\sqrt{-\Omega_{curv}} dz}{\sqrt{\Omega_M(1+z)^3 + \Omega_\Lambda + \Omega_{curv}(1+z)^2}} \right] &\quad (4.81)\end{aligned}$$

$\varkappa = -1$:

$$\begin{aligned}H_0 r(z) &= \\ \frac{1}{\sqrt{\Omega_{curv}}} \operatorname{sh} \left[\int_0^z \frac{\sqrt{\Omega_{curv}} dz}{\sqrt{\Omega_M(1+z)^3 + \Omega_\Lambda + \Omega_{curv}(1+z)^2}} \right] &\quad (4.82)\end{aligned}$$

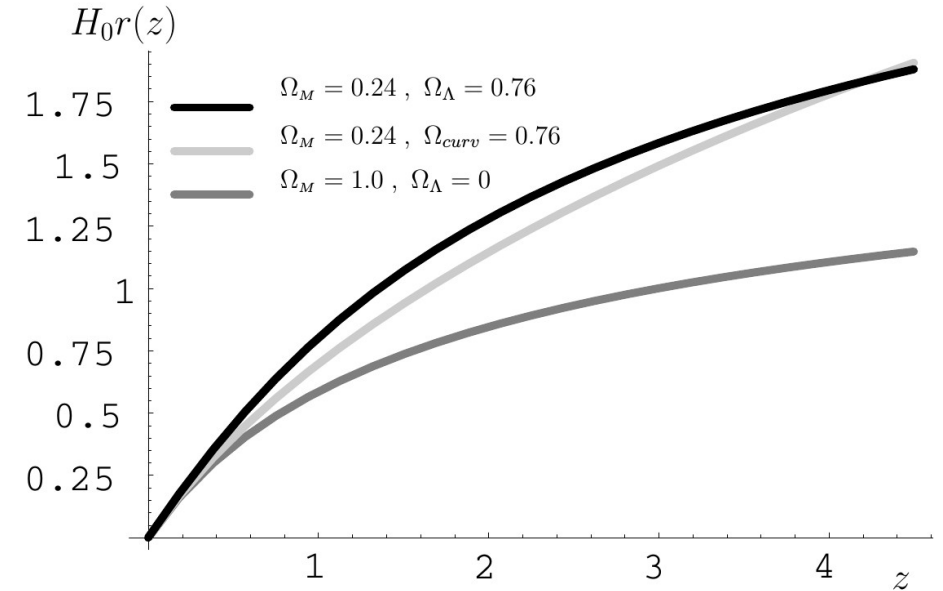
Наблюдаемая яркость

$$J(z) = \frac{L}{(z+1)^2 4\pi r^2(z)} \Rightarrow \quad (4.83)$$

$$r(z) = \frac{1}{z+1} \sqrt{\frac{L}{4\pi J(z)}} \Rightarrow \quad (4.84)$$

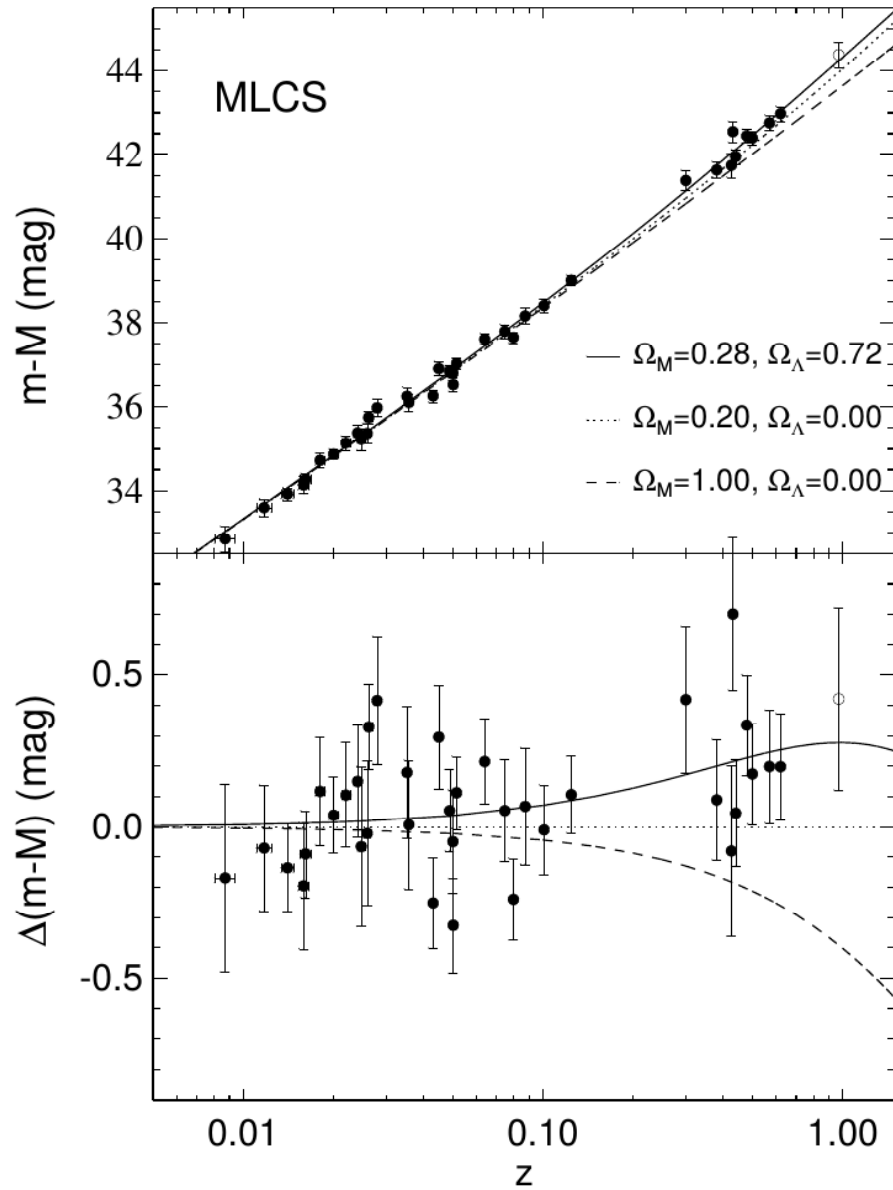
$$H_0 r(z; \Omega_M, \Omega_\Lambda, \Omega_{curv}) = \frac{H_0}{z+1} \sqrt{\frac{L}{4\pi J(z)}} \quad (4.85)$$

Если есть «стандартная свеча» L , то $H_0 r(z)$ можно измерить.



В плоской вселенной при бОльших Λ при одном и том же z расстояние $r(z)$ больше – сверхновые тусклее.

Стандартные свечи – сверхновые типа Ia.



A.G. Riess et. al. The Astronomical Journal, 116 : 1009-1038, 1998.

$M - m$ – светимость (чем больше, тем тусклее)
Эксперимент не согласуется с предположением, что Вселенная заполнена только материей.

Назад к параметру замедления

Во втором порядке по z ★

$$r(z) \cong \frac{1}{H_0} \left[z - \frac{z^2}{2} \left(1 + \frac{\Omega_M - 2\Omega_\Lambda}{2} \right) \right] \quad (4.86)$$

Из (4.56):

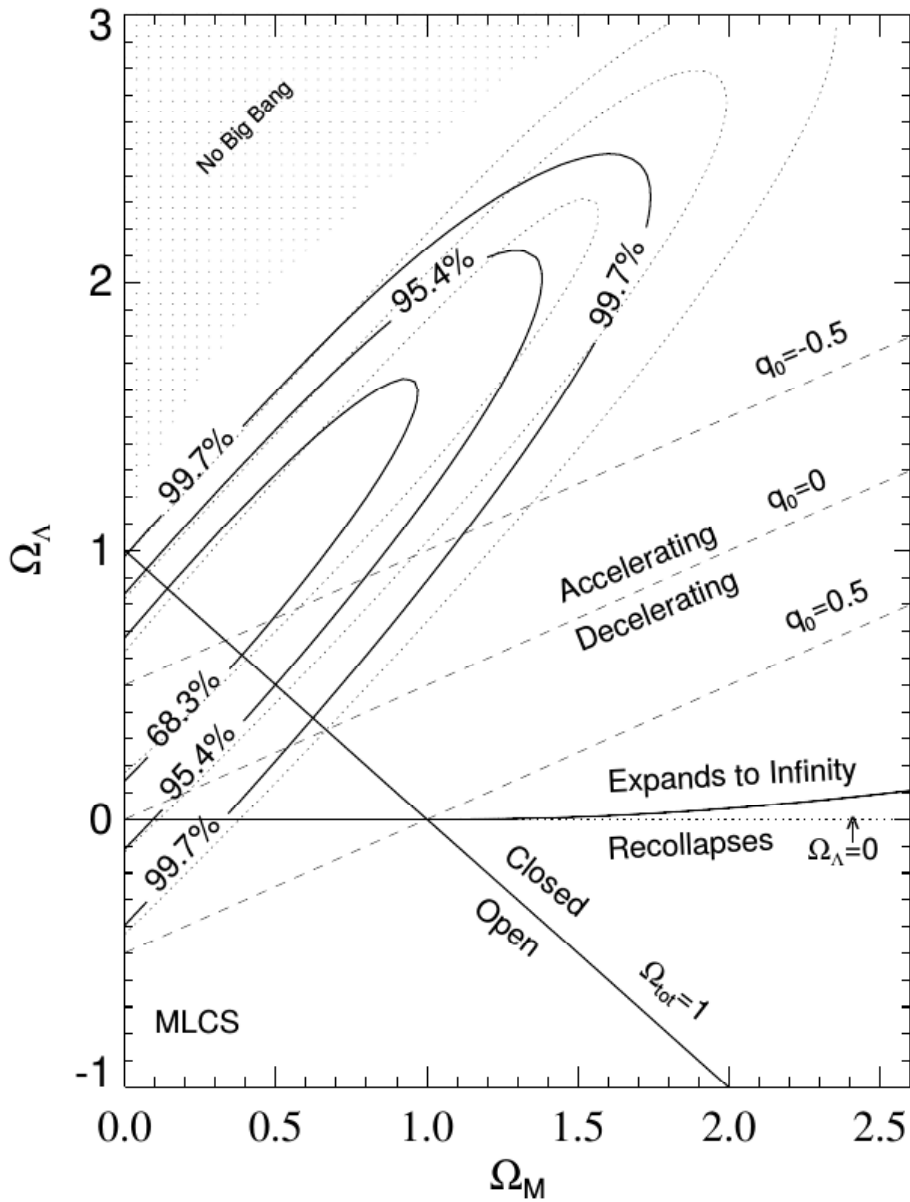
$$q_0 = \frac{\Omega_M - 2\Omega_\Lambda}{2} \Rightarrow \quad (4.87)$$

$$r(z) \cong \frac{1}{H_0} \left[z - \frac{z^2}{2} (1 + q_0) \right] \quad (4.88)$$

q_0 определяется прямо по кривой $r(z)$, $q_0 < 0 \Rightarrow$ не замедление, а ускорение!

Имеется приблизительное вырождение по Ω_M и Ω_Λ при малых $z \Rightarrow$

Чем больше z , тем точнее определение q_0 .



A.G. Riess et. al. The Astronomical Journal, 116 : 1009-1038, 1998.

Ограничения на Ω_M и Ω_Λ по одним только сверхновым Ia.

Нельзя ли найти стандартные свечи поярче?

Можно ли использовать гамма-барстеры как стандартные свечи при больших z ?

Mon. Not. R. Astron. Soc. 000, 000 (2015) Printed August 21, 2015 (MN \LaTeX style file v2.2)

Arc long gamma-ray bursts standard candles?

Hai-Nan Lin^{1*}, Xin Li^{1,2†}, Sai Wang^{2‡} and Zhe Chang^{3§}

¹Department of Physics, Chongqing University, Chongqing 401331, China

²State Key Laboratory Theoretical Physics, Institute of Theoretical Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China

³Institute of High Energy Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China

Accepted xxxxx; Received xxxxx; in original form xxxxx

ABSTRACT

Gamma-ray bursts (GRBs) are widely proposed as an effective probe to trace the Hubble diagram of the Universe in high redshift range. However, the calibration of GRBs is not as easy as that of type-Ia supernovae (SNe Ia). Most calibrating methods at present make use one or some of the empirical luminosity correlations, e.g., Amati relation. One of the underlying assumptions of these calibrating methods is that the empirical correlation is universal over all redshifts. In this paper, we check to what extent this assumption holds. Assuming that SNe Ia exactly trace the Hubble diagram of the Universe, we re-investigate the Amati relation for low redshift ($z < 1.4$) and high redshift ($z > 1.4$) GRBs, respectively. It is found that the Amati relation of low- z GRBs differs from that of high- z GRBs at more than 3σ confidence level. This result is insensitive to cosmological models. We should be cautious when using Amati relation to reconstruct the Hubble diagram of the Universe.

Key words: cosmological parameters – gamma-ray burst: general – supernovae: general

1 INTRODUCTION

Gamma-ray bursts (GRBs) are the most luminous explosions in the Universe since the big bang. The isotropic equivalent energy they released in a few seconds can be as large as $10^{48} \sim 10^{55}$ ergs. For recent reviews, see, e.g., Pirani (1999); Mészáros (2002, 2006); Kumar & Zhang (2015). Thanks to their extreme brightness, GRBs are detectable up to redshift $z \gtrsim 9$ (Salvaterra 2015). For example, the most distant GRB known today is GRB 090429B, whose redshift is as high as $z \approx 9.4$ (Cucchiara et al. 2011). Due to their high redshift properties, GRBs are often proposed as potential candles to trace the Hubble diagram of the Universe in the high redshift range. In fact, GRBs have already been widely used, together with other candles, such as type-Ia supernovae (SNe Ia), to constrain the cosmological parameters (Schaefer 2003; Bloom, Frail & Kulkarni 2003; Xu, Dai & Liang 2005; Firmani et al. 2005; Liang & Zhang 2005; Firmani et al. 2006a; Schaefer 2007; Liang et al. 2008; Liang & Zhang 2008; Wei & Zhang 2009; Wei 2010; Wang, Qi & Dai 2011; Capozziello et al. 2012; Wei, Wu & Melia 2013; Velten, Montiel & Carneiro 2013; Cai et al. 2013; Bretón & Montiel 2013; Chang et al. 2014; Cano & Jakobsson 2014; Cuzinatto, Medeiros & de Moraes 2014; Wang & Wang 2014; Wang, Dai & Liang 2015; Li, Ding & Zhu 2015). The consistent luminosities of SNe Ia make them the ideal distance indicators in tracing the Hubble diagram of the local (low-redshift) universe. However, since we have little knowledge about the explosion mechanism of GRBs, the GRB candle is much less standard than the SN Ia candle.

Nevertheless, one can still calibrate GRBs using the empirical luminosity correlations found in long GRBs. These correlations includes Amati relation ($E_{\text{peak}} - E_{\text{iso}}$) (Amati et al. 2002; Amati 2003, 2006), Ghirlanda relation ($E_{\text{peak}} - E_\gamma$) (Ghirlanda, Ghisellini & Lazzati 2004), Yonetoku relation ($E_{\text{peak}} - L_{\text{iso}}$) (Yonetoku et al. 2004), Liang-Zhang relation ($t_b - E_{\text{peak}} - E_{\text{iso}}$) (Liang & Zhang 2005), Firmani relation ($T_{0.45} - E_{\text{peak}} - L_{\text{iso}}$) (Firmani et al. 2006b), lag-luminosity relation

* e-mail: linhn@ihep.ac.cn.

† e-mail: lixin1981@cqu.edu.cn.

‡ e-mail: wangesai@itp.ac.cn.

§ e-mail: changz@ihep.ac.cn.

Пока есть проблемы.

Λ CDM-модель – стандартная модель космологии

Λ CDM – Λ Cold Dark Matter

(Некоторые) параметры стандартной модели

$$\Omega_M = 0.309 \pm 0.006 \quad (\Omega_B \approx 0.05, \Omega_{CDM} \approx 0.26) \quad (4.89)$$

$$\Omega_\Lambda = 0.691 \pm 0.006 \quad (4.90)$$

$$\Omega_{rad} \lesssim 10^{-4} \quad (4.91)$$

$$|\Omega_{curv}| < 0.005 \quad (4.92)$$

$$h = 0.6780 \pm 0.0077 \quad (4.93)$$

$$w = -1.006 \pm 0.045 \quad (4.94)$$

1. Уравнение состояния темной энергии:

$$p = w\rho \quad (4.95)$$

$w = -1 \Rightarrow$ темная энергия есть в точности вакуумный космологический член. Иначе «квинтэссенция» ($w > -1$, скалярное поле) или «фантомная энергия» ($w < -1$, непонятно что).

2. Оценка Ω_{rad}

$$\Omega_\gamma = \frac{\rho_\gamma}{\rho_c} \quad (4.96)$$

«Закон Стефана-Больцмана»

$$\rho_\gamma = 2 \frac{\pi^2}{30} T_0^4, \quad T_0 = 2.725 \text{ K} \quad (4.97)$$

$$\rho_c = \frac{3}{8\pi G} H_0^2; \quad h = 0.68 \Rightarrow \quad (4.98)$$

$$\Omega_\gamma = 0.53 \cdot 10^{-4} \Rightarrow \Omega_{rad} \simeq 10^{-4} \quad (4.99)$$

(Проверьте)

Основные фазы эволюции Вселенной

Уравнение Фридмана:

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = H_0^2 \left[\Omega_M \left(\frac{a_0}{a}\right)^3 + \Omega_{rad} \left(\frac{a_0}{a}\right)^4 + \Omega_\Lambda + \Omega_{curv} \left(\frac{a_0}{a}\right)^2 \right] \quad (4.100)$$

1. При $a \rightarrow 0$ доминирует радиационный член $\Omega_{rad} \Rightarrow$
радиационно-доминированная стадия, эра доминирования ультрарелятивистской материи, «Горячий Большой взрыв»
2. Потом доминирует член $\Omega_M \Rightarrow$
эра доминирования (холодной нерелятивистской) материи, эра пылевидной материи
3. Потом доминирует член $\Omega_\Lambda \Rightarrow$
эра ДеСиттера

В первом приближении есть всего три основные фазы эволюции, связанные соответственно с $\Omega_{rad}, \Omega_M, \Omega_\Lambda$.