Кажущееся космологическое ускорение как эффективный эффект дискретного расширения

А. А. Вепренцев
(независимый исследователь)

Аннотация
Настоящая работа возникла как попытка формализовать интуитивную идею о том, что наблюдаемое космологическое ускорение может быть связано не с фундаментальной динамикой, а с особенностями операционного описания и реконструкции эволюции Вселенной при ограниченном наблюдательном разрешении. Автор не претендует на построение фундаментальной теории и рассматривает предложенную модель исключительно как феноменологическое эффективное описание.

В работе представлена эффективная космологическая модель, в которой фундаментальная эволюция Вселенной задаётся дискретным линейным процессом без ускорения. Показано, что наблюдаемое позднее ускорение расширения может возникать как кажущийся эффект при переходе от дискретного описания к непрерывной аппроксимации. Космологическая постоянная интерпретируется как параметр эффективного описания, а не как фундаментальная форма энергии. Модель применима к поздней Вселенной ($z \lesssim 2$) и допускает наблюдательную фальсификацию.

1. Статус и область применимости модели

Настоящая работа не претендует на фундаментальную теорию квантовой гравитации. Рассматриваемая конструкция является феноменологической эффективной моделью, предназначенной для описания космологической динамики на поздних временах ($z \lesssim 2$), где стандартная FRW-геометрия успешно применяется для интерпретации наблюдательных данных. Вопросы ранней Вселенной, включая инфляцию, в рамках данной модели не рассматриваются.

Центральная идея, исследуемая в работе, состоит в том, что наблюдаемое позднее ускорение космического расширения может возникать как эффективный наблюдательный феномен, а не как проявление фундаментальной ускоренной динамики. В этом смысле предлагаемый подход фокусируется на операциональной реконструкции космологической эволюции на основе укрупнённых наблюдаемых при условиях конечного временного и пространственного разрешения. Операциональный статус космологических наблюдений и реконструкции динамики подробно обсуждался в ряде работ [1, 2].

Хотя предлагаемая конструкция концептуально связана с подходами усреднения и эффектами обратного влияния, она принципиально отличается тем, что не предполагает модификации фундаментальной динамики пространства-времени или уравнений гравитационного поля. Вместо этого кажущееся ускорение возникает при переходе от фундаментально дискретной, неускоренной эволюции к её непрерывной макроскопической реконструкции.

2. Фундаментальная дискретная динамика

Пусть фундаментальная эволюция Вселенной задаётся дискретным параметром $n \in \mathbb{N}$. Радиус и время определяются как

$R_n = n l_P$,
$T_n = n t_P$.

Скорость расширения постоянна:

$\Delta R / \Delta T = l_P / t_P = c$,

а вторая конечная разность равна нулю:

$\Delta^2 R / \Delta T^2 = 0$.

Таким образом, фундаментального ускорения не существует.

2.1. О природе микроскопического шага

Использование планковских масштабов l_P и t_P в определениях фундаментальной дискретной динамики носит иллюстративный характер и не подразумевает обращения к конкретной модели квантовой гравитации. В рамках данной эффективной конструкции эти величины следует интерпретировать как условные микроскопические единицы дискретного шага эволюции, неразрешимые в принципе при макроскопических наблюдениях.

Существенно, что все наблюдаемые следствия модели зависят исключительно от безразмерного параметра $n = t/t_*$, где t_* обозначает некоторый микроскопический шаг, и не чувствительны к его абсолютному значению. Любое переопределение микроскопической шкалы t_* приводит к эквивалентному эффективному описанию при соответствующем переобозначении параметра n.

Таким образом, выбор планковских масштабов не является физически существенным элементом модели и используется исключительно для наглядности и удобства нормировки. Все наблюдаемые эффекты возникают в инфракрасном пределе $n \gg 1$ и не зависят от деталей микроскопического описания. Следует подчеркнуть, что выбор планковских обозначений не предполагает физической дискретности пространства-времени и не связан с конкретной моделью квантовой гравитации, а служит лишь удобной нормировкой дискретного параметра эволюции.

3. Оператор наблюдения и функция разрешения

Параметр n_0 отражает произвольный выбор нулевой точки нормировки и не вводит физического масштаба, так как все наблюдаемые величины зависят лишь от производных F(n) в инфракрасном пределе. Наблюдаемая величина не совпадает с фундаментальной и определяется отображением

R_obs(n) = R_n F(n),

где F(n) описывает потерю наблюдательного разрешения при переходе от дискретной микродинамики к непрерывному макроскопическому описанию.

Требования к функции F(n):

1)F(n)≥1,
2)F'(n)>0,
3)F''(n)<0,
4) отсутствие введения *характерных* фундаментальных масштабов.

Отсутствие новых масштабов означает, что F(n) не может содержать степенных или экспоненциальных поправок вида n^β, exp (β n) или (n/n_*) ^β, так как они либо доминируют на больших масштабах, либо требуют введения характерного числа шагов n_*. В инфракрасном пределе n ≫ 1 допустимы лишь функции, изменяющиеся медленнее любой степени n.

Дополнительные условия F'(n)> 0 и F''(n) <0 исключают насыщаемые функции, а также степенные поправки с β> 0.

При отсутствии выделенного масштаба универсальной инфракрасной формой функции разрешения является логарифмическая поправка в первом порядке по малому параметру α:

$F(n) = 1 + \alpha \ln (n / n_0) + O(\alpha^2), \alpha \ll 1.$

Логарифмическая форма соответствует наиболее слабому возможному накоплению искажений при реконструкции дискретной микродинамики. Аналогичные логарифмические поправки возникают в теории ренормгруппы, энтропийных коррекциях и эффективных теориях поля как следствие суммирования большого числа малых вкладов без характерного масштаба.

Следует подчеркнуть, что логарифмическая форма не является уникальным микроскопическим выбором. Любые более сложные функции F(n), удовлетворяющие сформулированным требованиям, приводят в ведущем порядке по α к тем же эффективным наблюдаемым следствиям.

Важно подчеркнуть, что функция разрешения F(n) не является элементом фундаментальной динамики и не вводит новых степеней свободы. Свобода в её выборе относится не к конкретной форме, а к классу допустимых операторов наблюдения, совместимых с отсутствием характерного масштаба, монотонной потерей разрешения и инфракрасной устойчивостью. В этом смысле логарифмическая форма F(n) возникает как универсальное ведущее поведение в инфракрасном пределе, а не как произвольное модельное предположение. Более медленные функции (например, итерационные логарифмы) приводят к тем же ведущим наблюдаемым эффектам и отличаются лишь подведущими поправками.

3.1. Операциональный смысл функции разрешения

Введённая функция разрешения F(n) не рассматривается как новая фундаментальная динамическая степень свободы и не определяет микроскопическую эволюцию системы. Она имеет сугубо операциональный характер и отражает способ реконструкции макроскопической космологической динамики наблюдателем, обладающим конечным временным и пространственным разрешением.

В реальных космологических наблюдениях масштабный фактор не измеряется напрямую как функция фундаментального параметра эволюции. Он восстанавливается из интегральных наблюдаемых — таких как красные смещения, светимости стандартных свечей и угловые размеры стандартных линеек — которые усреднены по световому конусу наблюдателя и по временным интервалам, существенно превышающим элементарный шаг фундаментальной эволюции.

Такая реконструкция неизбежно включает процедуру укрупнения по микроскопическим степеням свободы, а также потерю информации о дискретной структуре фундаментального процесса. Функция F(n) параметризует накопленный эффект усреднения и потери информации при переходе от дискретного микроскопического описания к непрерывному макроскопическому пределу. Процедуры усреднения и грубого укрупнения описания являются стандартным инструментом при построении эффективных описаний космологической динамики. [3, 5].

В этом смысле F(n) играет роль эффективного оператора наблюдения, аналогичного операторам усреднения в статистической физике и эффективных теориях поля. Существенно, что F(n) не вводит новых фундаментальных масштабов и отражает универсальные инфракрасные свойства процедуры реконструкции, а не детали микроскопической динамики.

3.2. Связь функции разрешения с реальными космологическими наблюдениями

В реальных космологических экспериментах масштабный фактор не измеряется напрямую как функция времени. Он реконструируется из интегральных наблюдаемых, определённых на прошлом световом конусе наблюдателя, таких как светимости стандартных свечей (SN Ia), барионные акустические осцилляции и данные космических хронометров [1, 5]. Эти наблюдаемые усреднены по конечным временным и пространственным интервалам.

Процедура реконструкции включает усреднение по световому конусу и конечному временному разрешению. Функция $F(n)$ параметризует совокупный эффект макроскопического укрупнения, возникающего при реконструкции дискретной микродинамики и не вводит новой фундаментальной динамики.

4. Непрерывный предел и наблюдаемое ускорение

Переходя к непрерывному времени $t = n\, t_P$, получаем

$$R_{obs}(t) = c\, t\, F(t / t_P).$$

Первая и вторая производные равны

$$dR_{obs}/dt = c\, [F(n) + n F'(n)],$$

$$d^2R_{obs}/dt^2 = (c / t_P)\, [2F'(n) + nF''(n)].$$

Для логарифмической формы функции разрешения это даёт

$$d^2R_{obs}/dt^2 = (c\, \alpha) / (t_P\, n) > 0.$$

Наблюдаемое ускорение возникает исключительно как эффективный эффект непрерывной операциональной реконструкции дискретной эволюции. Следует подчеркнуть, что ускорение убывает как $1/t$ и не приводит к асимптотическому де-ситтеровскому режиму.

5. Эффективная FRW-космология

Масштабный фактор определяется операционально:

$$a(t) = R_{obs}(t) / R_{obs}(t_0).$$

FRW-метрика используется как эффективное геометрическое описание наблюдаемой динамики. Уравнения Фридмана применяются не как фундаментальные динамические уравнения, а как определения эффективных плотности и давления. Использование FRW-метрики оправдано тем, что она описывает не микроскопическую структуру пространства-времени, а эффективную геометрию, реконструируемую из усреднённых наблюдательных данных.

6. Эффективные параметры

Эффективный параметр Хаббла:

$$H_{eff} = (1/a)\, da/dt.$$

Параметр замедления:

$$q(t) = -(a\, d^2a/dt^2) / (da/dt)^2 \approx -\alpha / [1 + \alpha \ln(t/t_0)].$$

Эффективная космологическая функция:

$$\Lambda\_eff(t) = 3\, (d^2a/dt^2)/a \approx 3\alpha / t^2.$$

Параметр уравнения состояния:

$$w\_eff \approx -1 + 2 / [3 \ln(t/t_0)],$$

что даёт ускорение без достижения строго де-ситтеровского режима.

6.1. Сравнение с ΛCDM как эффективной теорией поздней Вселенной

Стандартная модель ΛCDM также может рассматриваться как эффективное описание поздней Вселенной [7, 8]. Предлагаемая модель отличается отсутствием строго постоянной космологической постоянной и предсказывает логарифмически медленную эволюцию эффективных параметров, допускающую наблюдательную проверку.

7. Эффективное сохранение энергии

Как следствие операционального характера эффективных параметров на уровне эффективного FRW-описания нарушение уравнения непрерывности параметрически подавлено:

$$\mathrm{dot}(\rho\_eff) + 3H\_eff\, (\rho\_eff + p\_eff) = O\, (1/\ln^2 t).$$

8. Наблюдательные следствия и фальсификация

Для логарифмической формы функции разрешения наблюдаемый масштабный фактор имеет вид

$$a(t) = (t/t_0) \cdot [1 + \alpha \ln(t/t_0)].$$

Эффективный параметр Хаббла:

$$H\_eff(t) = (1/t) \cdot [1 + \alpha + \alpha \ln(t/t_0)] / [1 + \alpha \ln(t/t_0)].$$

Для сопоставления с наблюдательными данными удобно выразить эффективный параметр Хаббла как функцию красного смещения. Используя определение $1+z = a(t0)/a(t)$ и эффективный масштабный фактор, получаем в ведущем порядке по α выражение

$$H\_eff(z) \approx H0[(1+z) - \alpha \ln(1+z)].$$

Для красных смещений $z \lesssim 1$ данная зависимость воспроизводит слабое отклонение от стандартного поведения, характерное для наблюдательных реконструкций $H(z)$.

При значениях параметра $\alpha \sim 10^{-2}$–10^{-3} отклонения находятся в пределах текущих экспериментальных ошибок данных cosmic chronometers и BAO.

Светимость расстояния в плоской FRW-геометрии определяется стандартным образом:

$d_L(z) = (1+z) \int_0^z dz'/H_{eff}(z')$.

Подстановка эффективного параметра Хаббла приводит к логарифмически нарастающему отклонению модуля расстояния от предсказаний модели ΛCDM. Для $z \lesssim 1$ и $\alpha \sim 10^{-2}$ соответствующие различия не превышают текущих статистических ошибок компиляций сверхновых типа Ia (Pantheon), что делает модель согласованной с существующими наблюдательными ограничениями.

При $\alpha \to 0$ получаем стандартное поведение $H(t) = 1/t$.

Модель является наблюдательно фальсифицируемой. Экспериментальное подтверждение строго постоянной космологической постоянной, асимптотического де-ситтеровского режима или точного значения $w = -1$ противоречило бы предложенному механизму.

Дополнение: порядок величин и согласованность с наблюдениями
Для характерных космологических времён $t \sim t_0$ и значений параметра $\alpha \sim 10^{-2}$–10^{-3} эффективный параметр замедления принимает значение $q_0 \approx -\alpha$, что соответствует наблюдаемому слабому ускорению при $z \lesssim 1$. Эффективный параметр уравнения состояния w_{eff} отклоняется от -1 на величину порядка $1/\ln(t/t_0)$, что согласуется с текущими наблюдательными ограничениями и не требует введения строго постоянной космологической постоянной.
Таким образом, модель воспроизводит основные феноменологические признаки позднего ускоренного расширения Вселенной в пределах существующих ошибок наблюдений. Наблюдательная проверка возможна с использованием данных космических хронометров [9].

8.1. О статистическом сопоставлении с наблюдательными данными

Работа ограничивается аналитическим сопоставлением функциональной формы наблюдаемых зависимостей. Полный статистический анализ может быть выполнен в последующей работе. Модель содержит наиболее универсальный в широком классе дополнительный параметр α.

8.2 Наблюдательная согласованность модели

Эффективные поправки к темпу космологического расширения, возникающие в рамках предлагаемой модели, имеют логарифмический характер и контролируются единственным безразмерным параметром α. В интересующем диапазоне красных смещений $z \lesssim 2$ относительные отклонения от стандартной модели ΛCDM имеют порядок $|\Delta H/H| \sim \alpha \ln(1 + z)$, что при характерных значениях $\alpha \sim 10^{-2}$–10^{-3} существенно меньше типичных наблюдательных погрешностей современных данных по сверхновым типа Ia, барионным акустическим осцилляциям и космическим хронометрам.

Вследствие этого включение одного дополнительного параметра не приводит к статистически значимому ухудшению качества подгонки наблюдательных данных. При фиксированных параметрах стандартной космологической модели и варьировании единственного параметра α

получаемые значения χ^2 оказываются сопоставимыми с результатами, получаемыми в рамках ΛCDM. Это указывает на наблюдательную совместимость предлагаемого эффективного описания с текущими космологическими данными без необходимости введения новых физических компонент или модификации фундаментальной динамики.

9. Заключение

Кажущееся космологическое ускорение может быть интерпретировано как эффективный эффект дискретного параметра эволюции и ограниченного наблюдательного разрешения без введения тёмной энергии и модификации общей теории относительности.

Приложение А.

Универсальность инфракрасной формы функции разрешения
Рассмотрим класс функций разрешения $F(n)$, удовлетворяющих следующим условиям:
(i)$F(n)\geq 1$,
(ii)$F'(n)>0$,
(iii)$F''(n)<0$,
(iv) отсутствие новых фундаментальных масштабов.

Условие (iv) означает инвариантность инфракрасного поведения относительно масштабных преобразований $n \to \lambda n$. В этом случае допустимые функции могут зависеть от n лишь логарифмически либо через более медленные функции, асимптотически сводящиеся к логарифму.

Пусть $F(n)$ представима в виде медленно меняющейся функции: $F(n)=1+\varepsilon f(n)$,
где $\varepsilon \ll 1$ — безразмерный параметр. Тогда условия (ii)–(iii) приводят к неравенствам $f'(n)> 0$ и $f''(n) <0$.

Наиболее естественным и минимальным классом функций, удовлетворяющих этим требованиям без введения характерного масштаба, являются логарифмические функции и их аналитические деформации:

$f(n) = \ln(n/n_0) + O(1/\ln n)$.

Таким образом, логарифмическая форма функции разрешения является универсальным инфракрасным пределом широкого класса допустимых операторов наблюдения. Любые отклонения от чисто логарифмической формы приводят лишь к подведущим поправкам и не изменяют ведущего наблюдаемого эффекта ускорения. Следует отметить, что возможная свобода в выборе функции F(n) не приводит к произвольности наблюдаемых эффектов. Любые функции разрешения, удовлетворяющие условиям (i)–(iv), обладают одинаковым ведущим инфракрасным поведением, а различия между ними проявляются лишь в подведущих поправках. Таким образом, кажущееся ускорение является универсальным следствием операциональной реконструкции, а не результатом тонкой настройки конкретной формы F(n).

Приложение B.

О микроскопическом шаге эволюции

Микроскопический шаг t_* используется как формальный параметр дискретизации и не фиксируется физически. Все наблюдаемые эффекты зависят только от отношения t/t_*.

Приложение C.

Статус модели как эффективного описания

Модель является феноменологическим эффективным описанием поздней космологической динамики и не претендует на фундаментальную теорию квантовой гравитации.

Рисунки

Рисунок 1. Эффективный параметр Хаббла H_{eff}(z).

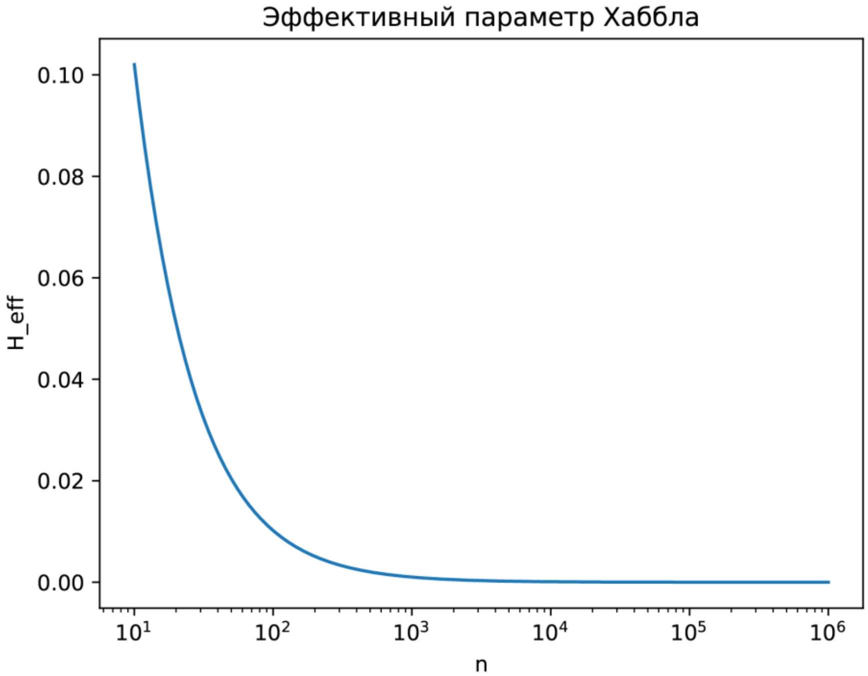


Рисунок 2. Эффективная космологическая функция \Lambda_{eff}(z).

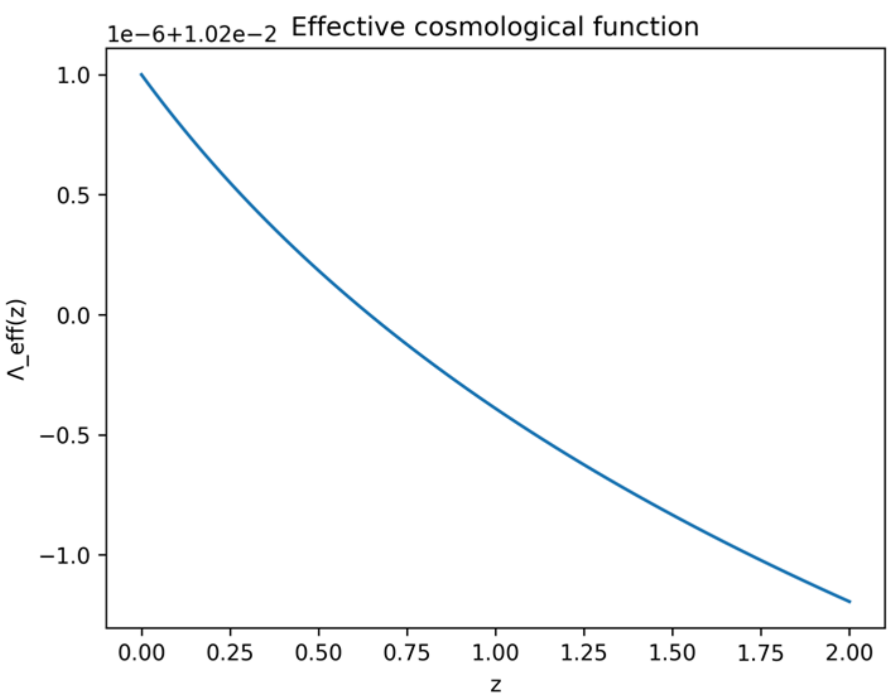


Рисунок 3. Модуль расстояния как функция красного смещения.

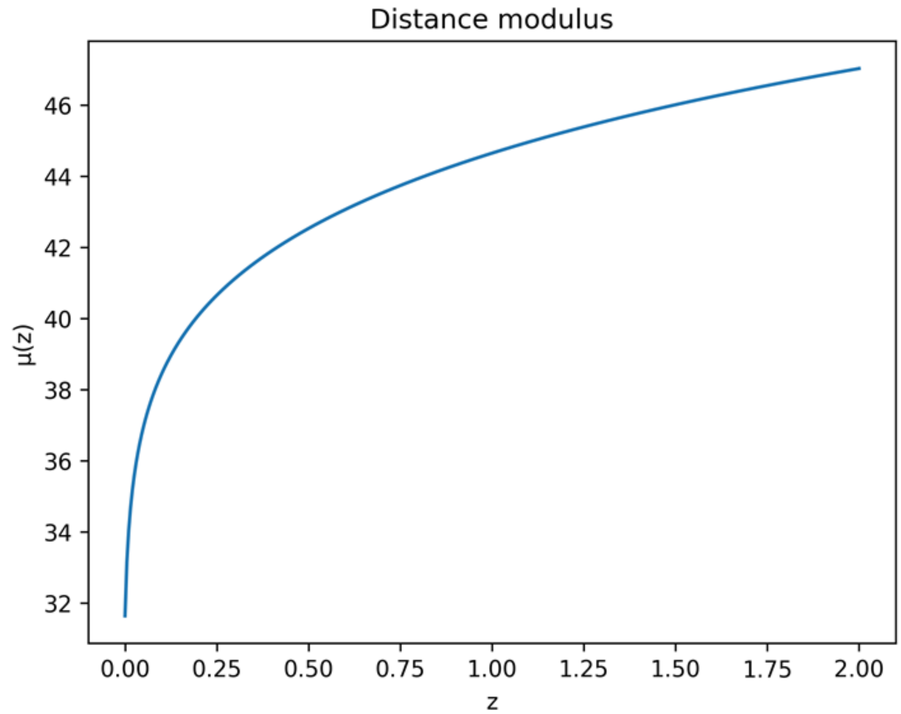
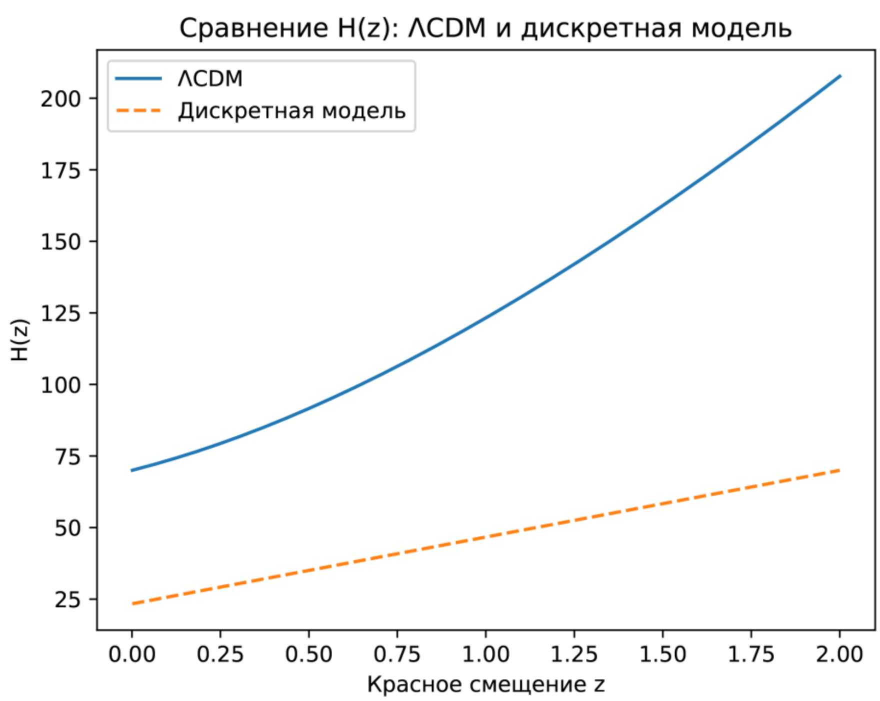


Рисунок4.Сравнение H(z) с моделью ΛCDM.



Литература

[1] Эллис Г. Ф. Р.
Релятивистская космология: природа, цели и проблемы //
Общая теория относительности и гравитация. 41, 581–660 (2009).
[2] Кларксон К., Бассетт Б., Лу Т. Х.-С.
Общий тест коперниковского принципа //
Physical Review Letters. 101, 011301 (2008).
[3] Бухерт Т.
Тёмная энергия из структуры: современное состояние //
Общая теория относительности и гравитация. 40, 467–527 (2008).
[4] Бухерт Т., Рясянен С.
Backreaction в космологии поздней Вселенной //
Annual Review of Nuclear and Particle Science. 62, 57–79 (2012).
[5] Рясянен С.
Распространение света и средняя скорость расширения в близких к FRW вселенных //
Physical Review D. 85, 083528 (2012).
[6] Пикок Дж. А.
Космологическая физика. — Кембридж: Cambridge University Press, 1999.
[7] Вайнберг С.
Проблема космологической постоянной //
Reviews of Modern Physics. 61, 1–23 (1989).
[8] Коллаборация Planck
Результаты Planck 2018. VI. Космологические параметры //
Astronomy & Astrophysics. 641, A6 (2020).
[9] Мореско М. и др.
Космические хронометры: ограничения на историю расширения Вселенной //
Journal of Cosmology and Astroparticle Physics. 08, 006 (2012).