

# Космологическое красное смещение как квантовый гравитационный эффект \*

Михаил Анисимович Иванов

Кафедра физики

Белорусского государственного университета

информатики и радиоэлектроники,

у. П. Бровки 6, 220027, Минск, Беларусь

E-mail: ivanovma@gw.bsuir.unibel.by<sup>†</sup>

## Аннотация

Космологическое красное смещение рассматривается как результат взаимодействия фотонов с фоном гравитонов, причем величина смещения определяется лобовыми столкновениями частиц, а нелобовые столкновения вызывают дополнительное ослабление светового потока. В статье приведены детали вычисления фактора такого дополнительного ослабления, обсуждается зависимость геометрической дальности и дальности по светимости от величины смещения. Приводится сравнение модели с последними наблюдательными данными по сверхновым.

## 1 Введение

Смещение спектров удаленных объектов в красную сторону было впервые обнаружено Слайфером в 1922 г. [1]. Хаббл установил линейную зависимость красного смещения от расстояния до объекта при небольших смещениях (закон Хаббла) [2]. В рамках нестатических моделей вселенной этот эффект

---

\*Статья принята к публикации в сборнике 31 мая 2004 г.

<sup>†</sup>This e-mail box has now been removed. Please email to: michai@mail.by.

интерпретируется как эффект Доплера, обусловленный разбеганием удаленных объектов от наблюдателя. Необходимые скорости разбегания впечатляют - например, квазар с красным смещением  $z = 3,74$  должен удаляться от нас со скоростью  $v = 0,94c$ , где  $c$  - скорость света.

В статье автора [3] (см. предыдущую статью в этом сборнике) показано, что фон гравитонов с невысокой эффективной температурой мог бы вызывать красное смещение наблюдаемой величины при условии, что гравитоны являются сверхсильно взаимодействующими частицами. Дополнительным эффектом при таком механизме смещения является специфическое ослабление светового потока от удаленного объекта, обусловленное нелобовыми столкновениями фотонов с гравитонами фона. Величина этого ослабления характеризуется фактором ослабления  $b$ . В этой статье приведены детали его вычисления. Обсуждается также, как выглядит вселенная для любого наблюдателя в результате двух эффектов - красного смещения, определяющего зависящий от фиолетовой границы спектра удаленных источников предельный радиус наблюдаемой области во вселенной, и ослабления световых потоков, определяющего зависящую от светимости источников границу еще меньшей доступной для наблюдений области. Проведено также сравнение модели с наблюдательными данными по сверхновым, включающими сравнительно большие красные смещения до  $z \sim 1,8$  из работы Риса и др. [4].

## 2 Как вычислить фактор ослабления $b$

В статье [3] детали вычисления множителя  $b$  были опущены, но они описаны в более позднем препринте [5].

Предположим, что при нелобовом столкновении гравитона с фотоном последний выбывает из потока фотонов, регистрируемого удаленным наблюдателем. Так как обе частицы имеют скорости, равные  $c$ , то сечение взаимодействия, "видимое" под углом  $\theta$  (см. Рис. 1), будет равно  $\sigma_0 |\cos \theta|$ , если  $\sigma_0$  - сечение при лобовых столкновениях. Функция  $|\cos \theta|$  позволяет учесть и переднюю и заднюю полусферы, из которых налетают гравитоны. Кроме того, падающий на выделенную площадку (сечение) поток гравитонов зависит от угла  $\theta$ . Для отношения потоков имеем:

$$\Phi(\theta)/\Phi_0 = S_s/\sigma_0,$$

где  $\Phi(\theta)$  и  $\Phi_0$  — потоки, падающие на  $\sigma_0$  под углом  $\theta$  и нормально,  $S_s$  — площадь боковой поверхности усеченного конуса с основанием  $\sigma_0$ ,

показанного на Рис. 1.

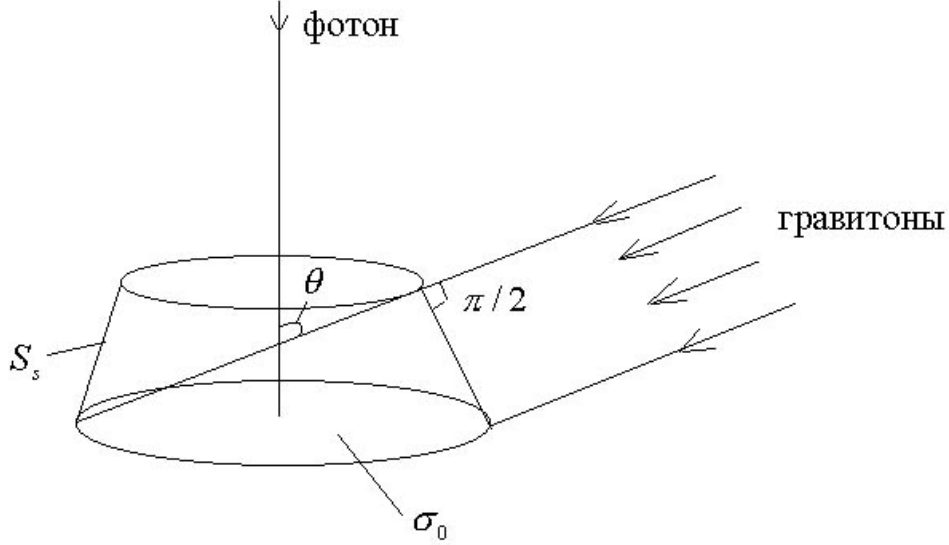


Рис. 1: При нелобовых столкновениях гравитонов с фотоном нужно вычислять площадь боковой поверхности конуса  $S_s$ .

В итоге для для множителя  $b$  получим выражение:

$$b = 2 \int_0^{\pi/2} \cos \theta \cdot (S_s/\sigma_0) \frac{d\theta}{\pi/2}. \quad (1)$$

При  $0 < \theta < \pi/4$  образующийся конус содержит самопересечения, так что  $S_s = 2\sigma_0 \cdot \cos \theta$ . Для  $\pi/4 \leq \theta \leq \pi/2$  имеем  $S_s = 4\sigma_0 \cdot \sin^2 \theta \cos \theta$ .

Вычисляя простые интегралы, получим значение фактора ослабления:

$$b = \frac{4}{\pi} \left( \int_0^{\pi/4} 2 \cos^2 \theta d\theta + \int_{\pi/4}^{\pi/2} \sin^2 2\theta d\theta \right) = \frac{3}{2} + \frac{2}{\pi} \simeq 2,137, \quad (2)$$

которое было использовано в работе [3].

### 3 Пределы видимой части вселенной

Геометрическая дальность  $r(z)$  и дальность по светимости  $D_L(z)$  как функции красного смещения  $z$  описываются в этой модели формулами

(3) и (5) из [3]:

$$r(z) = \ln(1+z)/a,$$

где  $a = H/c$ ,  $H$  — постоянная Хаббла, и

$$D_L(z) = a^{-1} \ln(1+z) \cdot (1+z)^{(1+b)/2} \equiv a^{-1} f_1(z).$$

Как показано в работе [6] (ее краткой версией является следующая статья автора в этом сборнике), в этой модели постоянные Ньютона и Хаббла связаны между собой, что дает для последней оценку:  $H = 3,026 \cdot 10^{-18} \text{ с}^{-1} = 94,576 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{Мпк}^{-1}$  при эффективной температуре фона гравитонов  $T = 2,7K$ . Ниже мы сравним последнюю функцию с наблюдательными данными по сверхновым из работы Риса и др. [4].

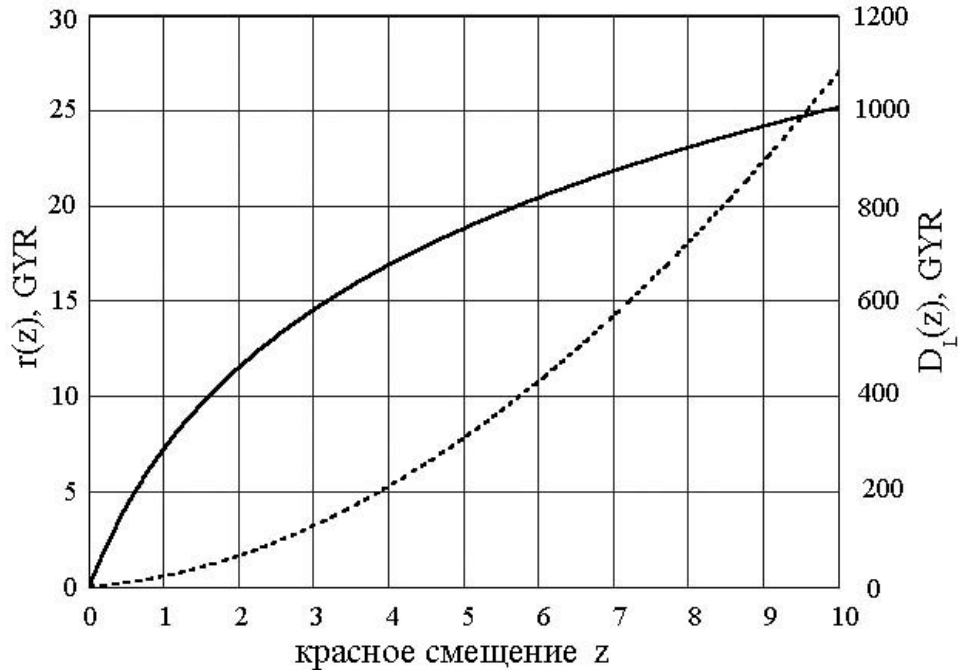


Рис. 2: Геометрическая дальность  $r(z)$  (сплошная линия) и дальность по светимости  $D_L(z)$  (пунктирная линия) - обе в миллиардах световых лет (GYR) - в этой модели как функции красного смещения  $z$ . Для постоянной Хаббла принята оценка:  $H = 3,026 \cdot 10^{-18} \text{ с}^{-1}$ .

При таком значении  $H$  (естественная единица расстояний тогда равна  $1/H \simeq 10,5$  миллиардов световых лет) на Рис. 2, 3 показаны графики

двух теоретических функций  $z$  в этой модели — геометрической дальности и дальности по светимости. Из Рис. 2 видим, что для объектов с  $z \sim 10$ , которые в настоящее время уже наблюдаемы, в рамках этой модели следует ожидать геометрических дальностей порядка 25 миллиардов световых лет и дальностей по светимости порядка 1100 миллиардов световых лет.

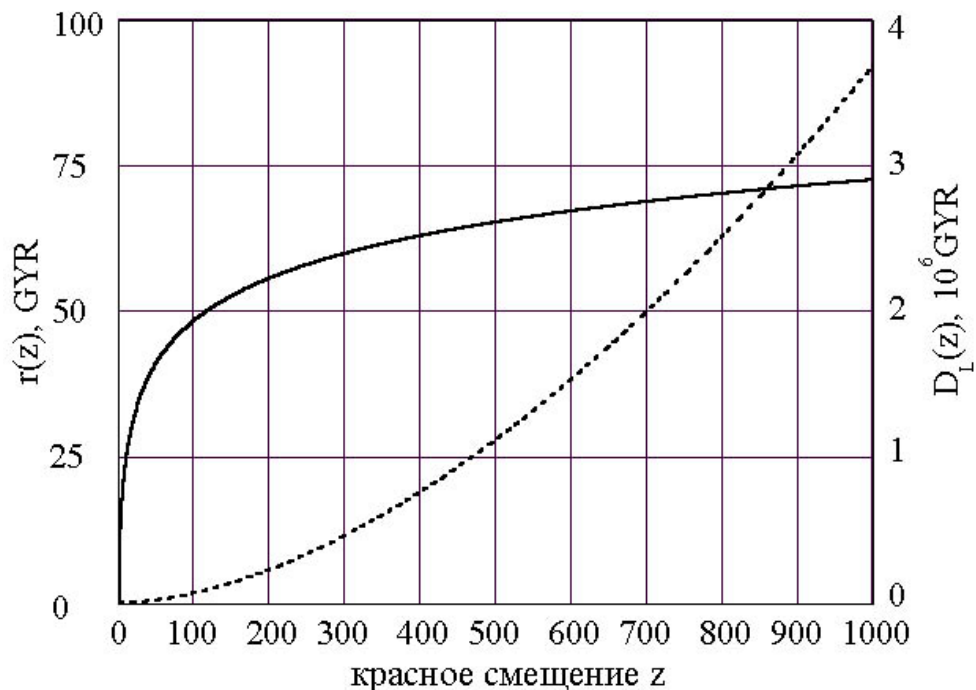


Рис. 3: Те же функции, что и на Рис. 2 (все обозначения сохранены), но для огромного диапазона  $z$ .

Можно ожидать, что фон гравитонов находится в состоянии термодинамического равновесия с космическим микроволновым фоном и имеет такую же температуру. Сам микроволновой фон может возникать как результат охлаждения любого светового излучения при взаимодействии с фоном гравитонов до достижения этого равновесия. Тогда для достижения самого края нашей космической "эйкумены" понадобится  $z \sim 1000$  (см. Рис. 3).

В рамках этой модели всякий наблюдатель имеет в качестве границ своего локального мира две сферы, ограничивающих доступные для его наблюдений части вселенной, причем вселенная вне большей из этих сфер может быть и бесконечной — наблюдатель никогда этого не узнает.

Радиус одной из этих сфер — внешней границы доступного наблюдению мира — определяется максимальными существующими температурами удаленных источников, или в более общем случае - фиолетовой границей их спектров излучения. При достаточно больших дальностях все источники будут маскироваться микроволновым фоновым излучением. Радиус меньшей сферы зависит от максимальных светимостей удаленных объектов, так как дальность по светимости растет с ростом красного смещения много быстрее, чем геометрическая дальность (см. Рис. 3). Находящаяся за меньшей сферой часть вселенной будет для наблюдателя тонуть во тьме, пронизываемой только микроволновым фоном и фоном гравитонов. Повышая чувствительность своих приборов, наблюдатель может отодвигать эту ближнюю границу своего мира, но - в принципе - не дальше внешней сферы. Дальность по светимости в диапазоне от  $z = 10$  до  $z = 1000$  увеличивается более чем в 1000 раз, т. е. световой поток от объектов с одинаковой светимостью должен уменьшиться более чем в миллион раз. Поэтому возможности расширения пределов видимого мира за счет повышения чувствительности аппаратуры крайне малы. Характерной деталью этой картины является то, что каждый наблюдатель находится в центре видимой ему части вселенной. Из-за универсальности гравитационного взаимодействия эти ограничения касаются всех видов излучения, в том числе и гравитационного.

## 4 Сравнение модели с данными по сверхновым типа 1a

В этой модели фон гравитонов рассматривается в плоском пространстве-времени, вселенная принимается нерасширяющейся, постоянная Хаббла не имеет отношения к скорости расширения или возрасту вселенной. В статье [3] проведено сравнение этой модели с подгонкой к наблюдательным данным по сверхновым типа 1a. В недавней важной статье Риса и др. [4] приведены данные наблюдений за такими сверхновыми, включающие и последние данные для объектов с  $z \sim 1,8$ . Сравним предсказания рассматриваемой модели с результатами этих наблюдений (см. [7]).

Принимаем  $b = 2,137$ . Считая постоянной, но неизвестной величину  $H$ , введем удобную при таком условии функцию  $\mu_0(z)$ , названную в [4]

модулем дальности:

$$\mu_0(z) = 5 \log D_L(z) + 25$$

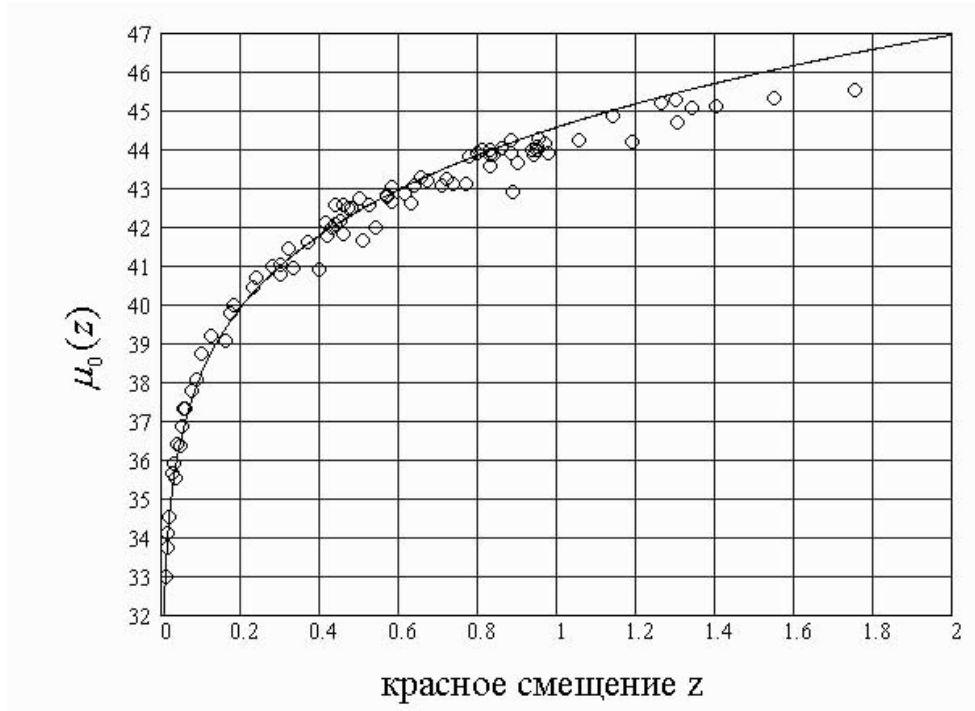


Рис. 4: Сравнение теоретических значений модуля дальности  $\mu_0(z)$  (сплошная линия) с наблюдениями (точки) из работы [4].

В нашей модели эта функция имеет вид:  $\mu_0(z) = 5 \log f_1(z) + c_1$ , где  $c_1$  — неизвестная постоянная, являющаяся единственным свободным параметром для подгонки к данным наблюдений; функция  $f_1(z)$  — это дальность по светимости в единицах  $c/H$ . На Рис. 4 показан график функции  $\mu_0(z)$  при выборе  $c_1 = 43$  для наилучшей подгонки к наблюдениям при малых красных смещениях. Наблюдательные данные (82 точки) взяты из Таблицы 5 статьи [4]. Результаты наблюдений хорошо ложатся на модельную кривую при  $z < 0,5$ . С учетом этого согласия теории *без какой-либо кинематики* и наблюдений при малых красных смещениях, можно думать, что *нет нужды* ни в каком расширении вселенной — ни в ускоренном, ни в заторможенном — для интерпретации наблюдений и

при больших красных смещениях.

Видны расхождения между предсказываемыми и наблюдаемыми значениями  $\mu_0(z)$  при  $z > 0,5$ , причем различие нарастает с ростом  $z$ . Эти расхождения лучше видны на Рис. 5, на котором в линейном масштабе показан график  $f_1(z)$ , а результаты наблюдений соответственно преобразованы как  $\mu_0 \rightarrow 10^{(\mu_0 - c_1)/5}$  с тем же значением постоянной  $c_1 = 43$ . Заметно возрастание разброса результатов наблюдений с ростом  $z$ ; это может быть частично обусловлено быстрым нарастанием вклада дисперсии измеряемого светового потока, которая должна быть пропорциональна  $f_1^6(z)$ .

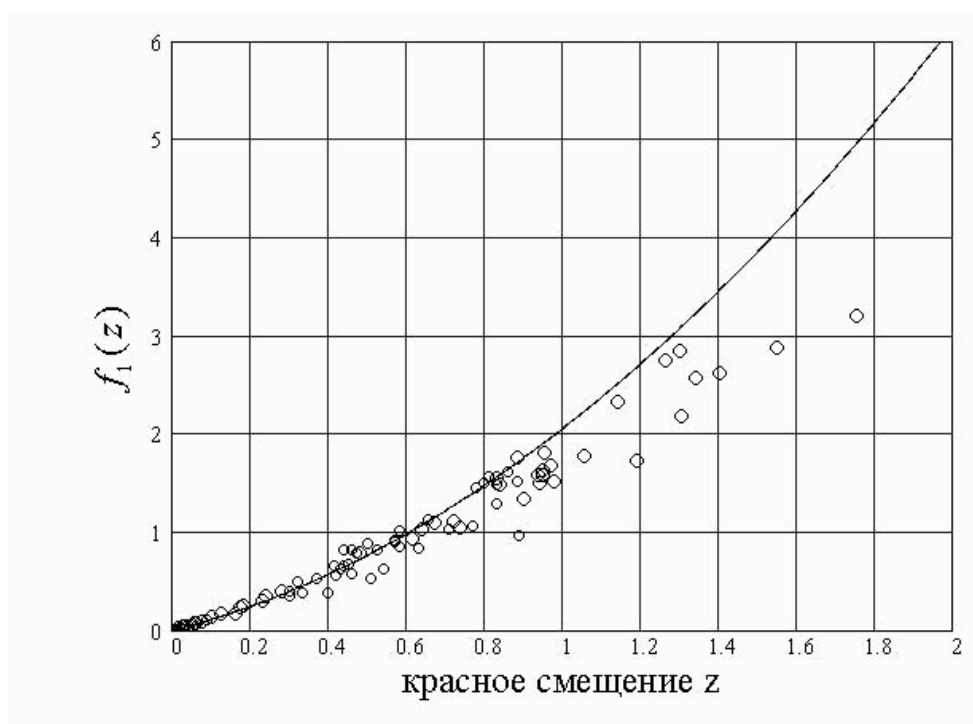


Рис. 5: Предсказываемые значения функции  $f_1(z)$  (сплошная линия) и наблюдения (точки) из статьи [4], преобразованные к линейному масштабу.

Расхождения между теорией и наблюдениями могут быть вызваны деформацией спектров удаленных объектов при таком механизме красного смещения, обусловленной квантовым характером потерь энергии фотонами. Спектр почти не деформируется только при условии, что средняя энергия гравитонов (при  $T = 2,7K$  эта энергия составляет около  $10^{-3}$  эВ) много



меньше энергий фотонов. Если это условие не выполнено, то дискретность потерь энергии приведет к тому, что при малом среднем красном смещении только часть фотонов успеет передать часть своей энергии фону гравитонов. В итоге с красной стороны любой узкой спектральной линии будет формироваться ступенька. В выражении для дальности по светимости  $D_L(z)$  этот эффект не учтен. Точной теории этого дополнительного эффекта пока не существует.

## 5 Заключение

В рассмотренной модели красных смещений спектров удаленных объектов предполагается, что локальный квантовый процесс передачи энергии фотонов фону гравитонов ведет к наблюдаемому только на огромных расстояниях эффекту. Вместе с дополнительным ослаблением светового потока за счет нелобовых столкновений частиц это ведет к предсказаниям, хорошо согласующимся с наблюдениями по крайней мере при малых смещениях — без привлечения каких-либо кинематических аргументов. Описанные в статье ограничения на наблюдаемость только некоторой части вселенной, в центре которой всегда находится наблюдатель, в принципе также согласуются с современными наблюдениями.

## Список литературы

- [1] Р. Толмен. *Относительность, термодинамика и космология*. Москва, Наука, 1974, с. 468.
- [2] E.P. Hubble. Proc. Nat. Acad. **15** (1929) 168.
- [3] M.A. Ivanov, General Relativity and Gravitation, **33**, 479 (2001); Erratum: **35**, 939 (2003); [astro-ph/0005084 v2].
- [4] A.G. Riess et al. Type Ia Supernova Discoveries at  $z > 1$  From the Hubble Space Telescope ..., [astro-ph/0402512] (to appear in ApJ, 2004).
- [5] M.A. Ivanov. Another origin of cosmological redshifts. [astro-ph/0405083].
- [6] M.A. Ivanov. Screening the graviton background, graviton pairing, and Newtonian gravity. [gr-qc/0207006]

- [7] M.A. Ivanov. Another possible interpretation of SN 1a data - without kinematics: Comments on the paper astro-ph/0402512 by A. Riess et al. [astro-ph/0403130].