

# Учет ненаблюдаемой (времениподобной) части Вселенной в космологических моделях

## Accounting for the unobservable (time-like) part of the Universe in cosmological models

**Поройков С.Ю.**

Канд. физ-мат. наук МГУ им. М.В. Ломоносова, г. Москва  
e-mail: sporoykov@mail.ru

**Poroykov S.Yu.**

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Lomonosov Moscow State University, Moscow  
e-mail: sporoykov@mail.ru

### Аннотация

Известные космологические модели описывают наблюдаемую часть нестационарной Вселенной (Метагалактики) в сопутствующей системе отсчета, являющейся синхронной в пределах ее горизонта. Рост массы расширяющейся Метагалактики  $M \sim R$  может происходить за счет охвата пространства за горизонтом радиусом  $R$  (ранее не наблюдавшегося из-за ограниченности скорости распространения светового сигнала), если вклад хаббловского расширения вдвое выше, из чего следует соотношение между возрастом Вселенной и постоянной Хаббла  $T = 2/(3H_0)$ . Акцентировано отличие 4-мерной плоскости Римана (используемой в теории тяготения) от 3-мерного сферического пространства в космологической модели Эйнштейна. Обоснована модель циклической 3-мерной сферической Вселенной, частью которой является наблюдаемое квазиевклидово пространство Метагалактики.

**Ключевые слова:** космологические модели, риманово пространство, сферическое пространство, космологический  $\Lambda$  член, циклическая Вселенная.

### Abstract

Well-known cosmological models describe the observed part of the non-stationary Universe (Metagalaxy) in a comoving frame of reference, which is synchronous within its horizon. The growth of the mass of the expanding Metagalaxy  $M \sim R$  can occur due to the coverage of space beyond the horizon with a radius  $R$  (which was not previously observed due to the limited speed of propagation of the light signal), if the contribution of the Hubble expansion is twice as high, which implies the relationship between the age of the Universe and the Hubble constant  $T = 2/(3H_0)$ . The difference between the 4-dimensional Riemann space (used in the theory of gravity) and the 3-dimensional spherical space in Einstein's cosmological model is emphasized. The model of a cyclic 3-dimensional spherical Universe, of which the observable quasi-Euclidean space of the Metagalaxy is a part, is substantiated.

**Keywords:** cosmological models, Riemannian space, spherical space, cosmological  $\Lambda$  term, cyclic Universe.

### Введение

Основой современной космологии является уравнение *Фридмана-Робертсона-Уокера* (Ф-Р-У), описывающее *наблюдаемую* часть изотропной и однородной нестационарной Вселенной в сопутствующей системе отсчета, одновременно являющейся синхронной [1, с. 377]. Из-за невозможности описания всего многообразия событий [2, с. 531] уравнение Ф-Р-У

описывает *видимую Вселенную* (Метагалактику). За горизонтом расширяющейся Метагалактике (ограниченным гравитационным радиусом) лежит *ненаблюдаемая* область, которая в уравнении Ф-Р-У не определена [3].

Уравнение Ф-Р-У использует ряд допущений и идеализаций, вносящих соответствующие искажения в его решения. Подобные искажения можно скорректировать за счет учета соответствующих *граничных условий* в области горизонта Метагалактики в духе подхода Эйнштейна путем введения космологического члена  $\Lambda$ , имеющего размерность кривизны риманова пространства, учитывающего гравитацию материи за горизонтом (ограниченным гравитационным радиусом), компенсирующую гравитацию материи Метагалактики (§ 1).

Пространственноподобная область нестационарной 3-мерной плоской Вселенной (видимая наблюдателю) подобна черной дыре переменного радиуса и массы, однородно наполненной материей критической плотности. Показано, что *рост массы расширяющейся Метагалактики может происходить за счет охвата пространства за ее горизонтом*, ранее не наблюдавшегося из-за ограниченности скорости распространения светового сигнала, если вклад хаббловского расширения вдвое выше при соотношении между возрастом Вселенной и постоянной Хаббла  $T = 2/(3H_0)$ , используемом в стандартной космологической модели (§ 2).

Критическая плотность Вселенной зависит от космологической модели. При отношении  $T = 1/H_0$ , принятом в классической космологии, критическая плотность  $\rho_c = 3H_0^2/8\pi G$ . При  $T = 2/(3H_0)$  для стандартной космологической модели критическая плотность  $\rho_c' = 3H_0^2/32\pi G$  (в 4 раза меньше), что актуализирует проблему *нормировки доли барионов* (§ 3).

Акцентировано *отличие 3-мерного сферического пространства* (рассматриваемого в космологической модели Эйнштейна) *от 4-мерной плоскости Римана* (постулируемой в уравнении теории тяготения). Показано, что данное отличие моделей компенсирует  $\Lambda$  член, эквивалентный кривизне риманова пространства. При этом *в силу характера симметрии сферической Вселенной гравитация материи за горизонтом ее видимой области может компенсировать гравитацию материи в его пределах* (§ 4).

Метагалактика однородна в крупном масштабе и неоднородна в масштабе войдов, т.е. следует учитывать *давление среды в областях неоднородности* материи. Оценена *плотность энергии межгалактической среды*  $\epsilon_v \sim 0,1$  эВ/см<sup>3</sup> (исходя из ее динамического давления на филаменты) способная обеспечить хаббловское расширение войдов (§ 5).

Сопряжение сопутствующей системы отсчета (связанной со средой) с системой отсчета, связанной с наблюдателем требует учета соответствующих граничных условий в области горизонта. Показано, что в расширяющейся Вселенной плотность энергии среды в областях неоднородности (войдах) в *сопутствующей системе отсчета*  $\epsilon_v \approx \rho_c v^2$  сопрягается с плотностью кинетической энергии среды относительно *наблюдателя* посредством постоянной Хаббла  $\epsilon \sim H_0^2$ , достигая в области горизонта  $\epsilon_c \approx \rho_c c^2$  (§ 6).

Рассмотрена проблема *упаковки барионов и фотонов в горячей Вселенной*, на основе чего показано, что реликтовые фотоны с концентрацией, соответствующей барионному числу, могли возникнуть при температуре  $<10^{10}$  К, в том числе за счет *тормозного излучения* высокотемпературной плазмы. Аргументирована возможность смещения шкалы, связывающей плотность и температуру горячей Вселенной, в сторону понижения плотности вещества при *повышении доли барионов исходя из обилия дейтерия* (§ 7).

Рассмотрены аргументы в пользу *циклической Вселенной*. Показано, что циклическая Вселенная может воспроизводить *структуру неоднородности* вещества (постулируемую в теории гравитационных неустойчивостей). В циклической сферической Вселенной полярные области эволюционируют в противофазе (для наблюдателя), что представимо как обращение времени и, исходя из СРТ теоремы, может объяснять *барионную асимметрию* (§ 8).

В связи с проблемой учета расстояний за горизонтом Метагалактики рассмотрена модель *нестационарной Вселенной постоянной массы* (переменной плотности). Обоснована модель *циклической 3-мерной сферической Вселенной*, частью которой является наблюдаемое квази-евклидово пространство Метагалактики (§ 9).

## 1. Допущения и идеализации, используемые в космологических моделях

Уравнение Ф-Р-У описывает изотропную и однородную Вселенную, эволюционирующую в 4-мерном пространстве-времени  $(x, y, z, t)$ :

$$ds^2 = c^2 dt^2 - R^2(t)(dx^2 + dy^2 + dz^2)/[1 + (\kappa/4)(x^2 + y^2 + z^2)]^2, \quad (1)$$

где  $R(t)$  – масштабный фактор;  $x, y, z$  – безразмерные пространственные координаты;  $\kappa = -1, 0, 1$  – параметр кривизны пространства [3, с. 377].

Функцию  $R(t)$  называют *масштабным фактором*, поскольку дифференциал собственного расстояния между любыми двумя точками модели пропорционален  $R$ :

$$dl = Rdr/(1 + \kappa r/4), \quad (2)$$

где  $r = (x^2 + y^2 + z^2)^{1/2}$  – обобщенная координата.

В общем случае  $dR/dt \neq 0$ , из чего следует вывод о *нестационарности* однородной изотропной Вселенной, подтвержденный законом Хаббла.

При  $\kappa = -1$  (открытая модель Фридмана) и  $\kappa = 0$  (плоская модель) объем 3-мерного пространства бесконечен. При  $\kappa = 1$  (закрытая модель) объем пространства конечен и соответствует модели Эйнштейна [1, с. 377].

В плоском пространстве ( $\kappa = 0$ ) уравнение (1) сводится к определению *интервала* в 4-мерном пространстве-времени *специальной (частной) теории относительности* (СТО):

$$\Delta s^2 = c^2(\Delta t)^2 - (\Delta r)^2, \quad (3)$$

где  $\Delta t$  и  $\Delta r$  – промежуток времени и пространственное расстояние между событиями соответственно [8, с. 160].

Плоское 4-мерное пространство-время Минковского, используемое в СТО, не учитывает распределение масс в пространстве. При этом *плоское пространство реализуемо как в пустом пространстве, так и при однородном распределении в нем материи*.

Уравнение Ф-Р-У описывает *наблюдаемую* часть изотропной и однородной нестационарной Вселенной в сопутствующей системе отсчета, одновременно являющейся синхронной [1, с. 377]. В условиях расширения Метагалактики подобная система отсчета ограничивает описание удаленного от наблюдателя пространства за ее горизонтом, ограниченным гравитационным радиусом, так что *ненаблюдаемая* область за горизонтом расширяющейся Метагалактики остается не определена [3].

В *синхронной* системе отсчета (связанной со средой) возможна синхронизация часов в разных точках пространства (с помощью светового сигнала по методу Эйнштейна) вдоль любой замкнутой линии [5, с. 529]. Из-за ограниченности скорости распространения светового сигнала *синхронная система отсчета не покрывает пространство за горизонтом Вселенной, расширяющимся со скоростью света* (по отношению к наблюдателю).

Известные космологические модели [1, с. 377] не определяют времениподобную область за горизонтом расширяющейся Метагалактики. Согласно уравнению (3), наблюдатель увидит *пространственноподобную* область плоской Вселенной (однородно наполненной материей критической плотности), чей горизонт расширяется со скоростью света, подобную черной дыре растущего радиуса и массы, за горизонтом которой может находиться вакуум (§ 3). Подобные граничные условия противоречат условию однородности (т.е. непрерывности) Вселенной в уравнении Ф-Р-У, что вносит соответствующее искажение в его решения [3].

Уравнение Ф-Р-У обходит проблему *изменения массы нестационарной Вселенной*. Поскольку гравитационный радиус  $R$  пропорционален массе материи в области, ограниченной горизонтом  $R \sim M$ , уравнение Ф-Р-У допускает, что хаббловское расширение Метагалактики может происходить при росте массы материи. Соответственно, фаза сжатия Метагалактики (в циклической Вселенной) может сопровождаться снижением массы материи.

Между тем *масса расширяющейся Метагалактики может расти за счет охвата пространства за горизонтом*, ранее не наблюдавшегося из-за ограниченности скорости распространения светового сигнала, если вклад хаббловского расширения вдвое выше. Из чего сле-

дует соотношение между возрастом Вселенной и постоянной Хаббла  $T = 2/(3H_0)$ , которое использует стандартная космологическая модель (§ 2).

Замкнутая модель Вселенной рассматривается Эйнштейном в рамках 3-мерного сферического пространства. Расчеты данной модели основаны на уравнении теории тяготения, использующем модель 4-мерной плоскости Римана, где пара диаметрально противоположных точек отождествляется и условно рассматривается как одна точка. Однако в 3-мерном сферическом пространстве полярные точки не совпадают. Через них (включая точки в области горизонта) проходит плоскость (поверхность), разделяющая сферическое пространство на зеркально симметричные половины. При этом гравитация материи в данных областях компенсирует друг друга (§ 4).

Таким образом, уравнение Ф-Р-У использует ряд допущений и идеализаций, вносящих искажения в его решения. Подобные искажения можно скорректировать за счет учета соответствующих граничных условий в области горизонта Метагалактики в духе подхода Эйнштейна путем введения космологического члена  $\Lambda$  (имеющего размерность кривизны риманова пространства), учитывающего гравитацию материи за горизонтом (ограниченным гравитационным радиусом), компенсирующую гравитацию материи Метагалактики (§ 4).

Уравнение Ф-Р-У предполагает, что Вселенная однородна. Между тем Метагалактика однородна лишь в крупном масштабе и неоднородна в масштабе войдов [6, с. 347], т.е. следует учитывать давление среды в локальных областях неоднородности (войдах) в сопутствующей системе отсчета (связанной с галактиками) (§ 5).

Уравнение Ф-Р-У описывает видимую часть нестационарной Вселенной в сопутствующей системе отсчета, что требует ее сопряжения с системой отсчета относительно наблюдателя в области горизонта посредством учета соответствующих граничных условий (§ 6).

Известные космологические модели развиты в рамках риманова пространства или псевдориманова пространства-времени. В малом масштабе риманово пространство, по определению, близко к плоскому (евклидову) пространству [2, с. 528]. При этом наблюдаемая однородная в крупном масштабе Вселенная, чье пространство близко к плоскому, вне зависимости от теоретической модели, может расширяться в условиях давления среды в локальных областях неоднородности – войдах [3]; [7].

## 2. Вклад ненаблюдаемой части Вселенной в расширение Метагалактики

Горизонт расширяющейся Метагалактики ограничен гравитационным радиусом, за которым лежит ненаблюдаемая область, которая уравнением Ф-Р-У не определена (§ 1). Установлено, что галактики в Метагалактике «разбегаются» в соответствии с законом Хаббла:

$$v = rH_0, \quad (4)$$

где  $H_0$  – постоянная Хаббла;  $r$  – расстояние до объекта (галактики).

По порядку величины радиус Вселенной (Метагалактики)  $R \sim c/H_0$ ; ее возраст  $T \sim 1/H_0$ . Точное значение  $T$  и  $R$  зависит от космологической модели. В стандартной космологической модели (СКМ) возраст наблюдаемой расширяющейся Вселенной [5, с. 523]; [6, с. 347]:

$$T = 2/(3H_0). \quad (5)$$

Радиус Вселенной в СКМ выражают соотношения [6, с. 347]:

$$R = 2c/H_0. \quad (6)$$

$$R = 3cT. \quad (7)$$

СКМ учитывает пространство за горизонтом нестационарной Вселенной в неявном виде [3]. Так, согласно СКМ среднюю плотность вещества  $\rho$  при экстраполяции в прошлое определяет красное смещение:

$$\rho = \rho_0(z + 1)^2, \quad (8)$$

где  $z$  – красное смещение.

Радиус горизонта Метагалактики определяет зависимость:

$$R = R_0/(z + 1), \quad (9)$$

где  $R_0$  – современный радиус Вселенной.

Если бы Метагалактика расширялась не за счет охвата ненаблюдаемой области, а за счет роста массы, зависимость (8) имела бы вид:  $\rho = \rho_0(z + 1)^3$ .

Обсуждается модель плоской Вселенной, чей горизонт расширяется за счет охвата области за горизонтом, ранее не видимой наблюдателю из-за задержки светового сигнала [8]. При этом ранее не наблюдавшаяся часть нестационарной Вселенной становится *потенциально наблюдаемой* (§ 4).

Гравитационный радиус области в 3-мерном плоском пространстве, наполненном материей критической плотности, пропорционален ее массе:

$$R_g = 2GM/c^2, \quad (10)$$

где  $G$  – гравитационная постоянная;  $c$  – скорость света;  $M$  – масса.

При зависимости  $R_g \sim M$  (10) расширение Метагалактики возможно при пропорциональном росте массы материи в пределах ее горизонта, (ограниченного гравитационным радиусом). При этом материя, находящаяся за горизонтом Метагалактики, расширяющимся со скоростью света, не окажет давления на вещество в пределах горизонта (§ 7).

Оценим вклад хаббловского расширения пространства  $\Delta r$  в приращение горизонта Метагалактики  $\Delta R$  радиусом  $R_0$  на ненаблюдаемую часть Вселенной при возросшем радиусе  $R = R_0 + \Delta R$  ( $\Delta R \ll R_0$ ).

Введем параметр относительного расширения горизонта  $x = R/R_0 = 1 + \Delta R/R_0$  при его возросшем радиусе  $R = xR_0$  и соотношении:

$$\Delta R = R_0(x - 1). \quad (11)$$

Для пропорциональной зависимости массы Метагалактики от радиуса (10) при ее массе  $M_0$  внутри горизонта радиусом  $R_0$  ее масса при возросшем радиусе  $M = M_0x$ . Из зависимости  $M \sim \rho R^3$  следует соотношение:

$$(R/R_0)^3 = x\rho_0/\rho, \quad (12)$$

где  $\rho_0$  – плотность Вселенной радиусом  $R_0$ ;  $\rho$  – ее плотность при радиусе  $R$ .

В условиях падения плотности Вселенной с ростом ее радиуса вклад хаббловского расширения пространства  $\Delta r$  ограничит область постоянной массы  $M_0$  при возросшем радиусе  $r = R_0 + \Delta r$ , так что  $(r/R_0)^3 = \rho_0/\rho$ . Из чего при  $R = xR_0$  с учетом соотношения (12) следует:

$$r = R/x^{1/3} = R_0x^{2/3}. \quad (13)$$

Приращение пространства вследствие хаббловского расширения с учетом (13):  $\Delta r = r - R_0 = R_0(x^{2/3} - 1)$ . С учетом (11) вклад хаббловского расширения пространства в рост горизонта расширяющейся Метагалактики:

$$\Delta r/\Delta R = (x^{2/3} - 1)/(x - 1). \quad (14)$$

Параметр  $x = 1 + \Delta R/R_0$  представим в виде  $x = 1 + \Delta x$ , где  $\Delta x = \Delta R/R_0$  – малая величина ( $\Delta x \ll 1$ ). При этом формула (14) может быть преобразована с учетом известного соотношения для ряда Тейлора [2, с. 578]:

$$(1 + \Delta x)^m \approx 1 + m\Delta x. \quad (15)$$

Так, в формуле (14) при  $m = 2/3$  член  $x^{2/3} - 1 = (1 + \Delta x)^{2/3} - 1 \approx 2\Delta x/3$ ; член  $x - 1 = 1 + \Delta x - 1 = \Delta x$ , так что формула (14) сводима к виду:

$$\Delta r/\Delta R \approx 2/3. \quad (16)$$

Тем самым, расширение горизонта Метагалактики может происходить в полтора раза быстрее, чем за счет хаббловского расширения, что соответствует соотношению  $T = 2/(3H_0)$  (5), принятому в СКМ [8].

Из соотношения (16) следует, что вклад хаббловского расширения в смещение горизонта вдвое выше вклада в его расширение при удалении со скоростью света  $R = cT$ , из чего следует соотношение  $R = 3cT$  (7).

Сходные пропорции (16) сохранятся для наблюдателя в фазе сжатия горизонта (гравитационного радиуса) циклической Вселенной.

Альтернативной интерпретацией соотношения  $T = 2/(3H_0)$  в СКМ является ускоренное расширение ранней Вселенной [9, с. 91]; [10, с. 316], включая эпоху радиационного домини-

рования. Согласно СКМ на основе метрики Ф-Р-У эпоха радиационного доминирования приходилась на  $z > 10^4$  [11, с. 553], что мало в сравнении с временем жизни галактик, сравнимом с возрастом Вселенной [6, с. 387]. Скорость разбегания галактик *линейно* возрастает с расстоянием по закону Хаббла (4) в пределах  $z \leq 1$  [12]. *Ускоренное* расширение войдов могло происходить при  $z \sim 2,2 \pm 0,5$  (§ 5).

В модели однородной нестационарной Вселенной критической плотности в эпоху, определяемую красным смещением  $z$ , ее возраст:

$$T_0 = T_v / (z + 1)^{3/2}, \quad (17)$$

где  $T_v$  – возраст современной Вселенной.

При  $T_v \sim 13,8$  млрд. лет [13] в эпоху  $z = 2,2$  возраст Вселенной  $T_0 \approx 2,4$  млрд лет, т.е.  $T_0/T_v \sim 0,17$  возраста современной Вселенной. В условиях преобладания периода линейного расширения Вселенной над периодом ускоренного расширения (возможного), космологические модели описывают характер нелинейного расширения Вселенной лишь приближенно (§ 9). С данных позиций предпочтительна интерпретация оценки возраста Вселенной  $T = 2/(3H_0)$  на основе соотношения (16).

### 3. Критическая плотность Вселенной

Нестационарная однородная Вселенная в случае 3-мерного плоского пространства (нулевой кривизны) является открытой моделью Вселенной, расширяющейся бесконечно (§ 1).

Рассмотрим однородную плоскую Вселенную критической плотности, чей горизонт расширяется со скоростью света. Такая Вселенная внутри горизонта, ограниченного гравитационным радиусом, подобна расширяющейся *черной дыре*, однородно наполненной материей.

Объем сферы в 3-мерном *плоском* пространстве (Евклида):

$$V = 4\pi R^3/3. \quad (18)$$

При средней плотности материи  $\rho = M/V$  внутри сферы объемом  $V$  уравнение для гравитационного радиуса (10) представимо в виде:

$$Rg^2 = 3c^2/8\pi G\rho. \quad (19)$$

Аналогичный радиус имеет горизонт событий в пространстве-времени де Ситтера (пустом)  $R_0^2 = 3c^2/8\pi G\rho$  с космологическим членом  $\Lambda = 3/R_0^2$  [1, с. 458], являющемся 4-мерным пространством-временем постоянной кривизны, подобно пространству-времени Минковского [6, с. 584].

Уравнение Ф-Р-У для пространства нулевой кривизны представимо как интервал в 4-мерном пространстве-времени Минковского (§ 1). При нулевом (светоподобном) интервале  $ds^2 = 0$  уравнение Ф-Р-У сводимо к уравнению сферы в 3-мерном плоском пространстве, чей фронт радиусом  $R = cT$  расширяется со скоростью света. Так, расширяющийся горизонт событий плоской Вселенной описывает закон распространения света [2, с. 326]:

$$x^2 + y^2 + z^2 = (cT)^2, \quad (20)$$

где  $T$  – возраст расширяющейся Вселенной;  $c$  – скорость света.

В силу ограниченности распространения светового сигнала радиус горизонта Вселенной для наблюдателя удаляется со скоростью света. Так, в одной из моделей горизонт 3-мерной плоской Вселенной, расширяющейся с постоянной скоростью, является сферой радиусом  $R = cT_0$ , где  $T_0 = 1/H_0$  – возраст Вселенной [10, с. 316].

Отметим, что данная модель эквивалентна распространению фронта световой волны в *стационарной среде* (не подверженной хаббловскому расширению). При этом соотношение (19) сводится к принятой в классической космологии формуле, связывающей постоянную Хаббла и *критическую плотность* Вселенной [4, с. 477]; [6, с. 347]:

$$\rho_c = 3H_0^2/8\pi G. \quad (21)$$

При принятом современном значении  $H_0 \sim 70$  км·с<sup>-1</sup>·Мпк<sup>-1</sup> с учетом данных обсерваторий WMAP и Planck [13],  $\rho_c \approx 9 \cdot 10^{-30}$  г/см<sup>3</sup>.

В условиях хаббловского расширения Вселенной гравитационная и световая волна пройдет расстояние  $R = 3cT$  (7), что предполагает СКМ, а не  $R = cT_0$ , что предполагает зависимость (21). Напомним, согласно СКМ, возраст Вселенной  $T = 2/(3H_0)$  при радиусе  $R = 2c/H_0$  (§ 2), с учетом чего формула (19) представима в виде:

$$\rho c' = 3H_0^2/32\pi G. \quad (22)$$

При  $H_0 \sim 70 \text{ км}\cdot\text{с}^{-1}\cdot\text{Мпк}^{-1}$  критическая плотность  $\rho c' \approx 2,3\cdot 10^{-30} \text{ г/см}^3$ , что вдвое ниже принятого в космологии значения  $\rho c = 4,7\cdot 10^{-30} \text{ г/см}^3$  [6, с. 347].

Из соотношения формул (21) и (22) следует соотношение:

$$\rho c' = \rho c/4. \quad (23)$$

Тем самым, критическая плотность Вселенной (расчетная величина) зависит от космологической модели. Соответственно, актуальна *проблема нормировки доли барионов*, а также скрытой массы Вселенной, в том числе с учетом обилия дейтерия (зависящего от плотности молодой Вселенной), если он имеет космологическое происхождение (§ 7).

Плотность барионов в галактиках достаточно хорошо известна  $\rho_b = 3\cdot 10^{-31} \text{ г/см}^3$  [4, с. 478]. Массовая *доля барионов* в галактиках:

$$\Omega_b = \rho_b/\rho c. \quad (24)$$

При  $\rho c \sim 9\cdot 10^{-30} \text{ г/см}^3$  (21)  $\Omega_b \approx 0,03$ . При  $\rho c' \sim 2,3\cdot 10^{-30} \text{ г/см}^3$  (22)  $\Omega_b \approx 0,13$ , что заметно выше рассматриваемого в космологии диапазона доли барионов для галактик  $\Omega_b = (1,5 - 6)\cdot 10^{-2}$  [4, с. 478]. По данным Planck доля барионов  $\Omega_b = 0,0484 \pm 0,001$  [13], что в  $\delta = 2,7$  раз меньше оценки (24).

Обилие дейтерия в галактике, если он синтезирован в горячей Вселенной, ограничивает долю барионов  $\Omega_b \sim 0,03$  [4, с. 479]. Доля барионов оценивается на основе обилия дейтерия исходя из плотности горячей Вселенной [14]. При этом возможна корректировка шкалы, связывающей плотность и температуру горячей Вселенной, в сторону понижения плотности вещества, что приведет к *повышению оценки доли барионов* (§ 7).

Сходным образом актуальна *проблема нормировки скрытой массы*. Доля скрытой массы, проявляющейся в линзировании  $\Omega = 0,258 \pm 0,011$  [13]. Суммарная доля скрытой массы и видимых звезд  $\Omega_m = \Omega + \Omega_b = 0,306 \pm 0,012$ . По другим данным  $\Omega_m = 0,315 \pm 0,012$  [15];  $\Omega_m = 0,31 \pm 0,005$  [16] при среднем значении  $\Omega_m = 0,31 \pm 0,01$ , что сравнимо с долей вириальной массы корон галактик  $\leq 0,3$  [6, с. 347].

Доля ионизованного газа в войдах (холодного)  $\Omega_g = 0,051 \pm 0,025$  [17]. Суммарная *доля вещества*  $\Omega_m = \Omega_m + \Omega_g = 0,36 \pm 0,035$ . Отметим, что параметр  $\delta\Omega_m \approx 0,97 \pm 0,09$  близок к критической плотности Вселенной  $\Omega_c = 1$ . Тем самым, формула (22) не оставляет места т.н. «темной энергии», ответственной за расширение Вселенной согласно некоторым моделям.

Используемые в космохронологии методы приводят к оценке возраста Вселенной 10 – 20 млрд. лет [4, сс. 480-482], что не позволяет сделать однозначный выбор между формулами (21) и (22) (§ 9). Обоснованность оценки  $T = 2/(3H_0)$  (§ 2) аргументирует формулу (22).

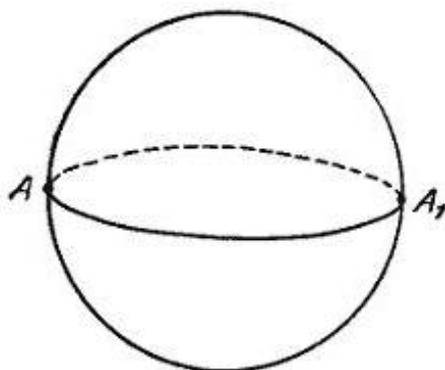
#### 4. Модели пространства Римана

В случае положительной кривизны пространства уравнение Ф-Р-У описывает замкнутую Вселенную, соответствующую космологической модели Эйнштейна [1, с. 377]. Между тем, постулируя в космологической модели 3-мерное сферическое пространство (пространство Римана постоянной кривизны), Эйнштейн проводит расчеты для «*эллиптического пространства*», в котором «противолежащие точки совпадают», образуя «центрально симметричный сферический мир» [18, с. 198].

Эйнштейн отмечает: «Вычисления показывают, что при равномерно распределенной материи мир с необходимостью должен быть сферическим (или эллиптическим)» [18, с. 199], т.е. *необходимым условием сферичности пространства является однородность материи*.

Первая космологическая статическая модель, построенная Эйнштейном на основе теории тяготения, описывает *цилиндрический мир* [9, с. 85]. Для сравнения, *3-мерное сферическое пространство* замкнуто и «не имеет границ», что подчеркивает сам Эйнштейн [18, с. 198].

Отметим, что рассматриваемое в космологической модели Эйнштейна *3-мерное сферическое пространство не тождественно 4-мерной плоскости Римана*, используемой в уравнении теории тяготения (записываемом в тензорном виде). В сферическом пространстве полярные точки не совпадают (рис. 1), в то время как в 4-мерном континууме теории тяготения (эквивалентном 4-мерному евклидову пространству) полярные точки условно совпадают (по определению) [8].



**Рис. 1.** Противоположные точки на сфере в геометрии Римана

Диаметрально противоположные (полярные) точки  $A$  и  $A_1$  на сфере не совпадают, что видно из рис. 1. Метрические свойства *плоскости Римана* «в малом» совпадают с метрическими свойствами *сферического пространства*, в то время как их свойства отличаются. Так, на плоскости Римана две прямые пересекаются в одной точке; на сфере два больших круга (играющие роль прямых в сферической геометрии) пересекаются в двух точках. В модели плоскости Римана «условившись каждую пару диаметрально противоположных точек» отождествлять и «рассматривать как один объект, называют этот объект "точкой"» [2, с. 528].

Модель 2-мерной плоскости Римана можно получить путем «отождествления» диаметрально противоположных точек сферы в 3-мерном евклидовом пространстве, которые *условно* рассматривают как один объект, который называют «точкой», а каждый большой круг той же сферы – «прямой» [2, с. 528]. Подобная операция, сопряженная с выбором граничных условий, позволяет выполняться теоремам римановой геометрии.

Эйнштейн «промеряет» 3-мерное сферическое пространство вдоль радиальной координаты  $r$  с помощью «масштабного квадрата», чья площадь «для евклидова мира  $F = 4\pi r^2$ ; если же мир сферический, то  $F$  всегда меньше  $4\pi r^2$ ». При этом «с возрастанием  $r$  площадь поверхности  $F$  растет от нуля до некоторого максимума, определяемого "радиусом мира", а при дальнейшем возрастании  $r$  величина  $F$  снова постепенно уменьшается до нуля» в «противоположащей» точке [18, с. 198].

Данная процедура «промерки» 3-мерного сферического пространства соответствует учету площади поверхности *фронта световой волны*, распространяющейся в замкнутом пространстве без границ (как развертка во времени), в котором *диаметрально противоположные точки не совпадают*. Пробегая все замкнутое пространство, фронт волны сходится в полярной точке. Повторно его «промеряя», фронт возвращается в исходную точку.

Напомним, что в расширяющейся Вселенной ранее невидимая область за горизонтом (из-за задержки светового сигнала) становится *потенциально наблюдаемой* (§ 2). При достижении циклической сферической Вселенной максимального радиуса ее гравитационный радиус

прекратит расширяться. Однако в *однородном* пространстве фронт световой волны продолжит распространяться и захватит область, полярную относительно наблюдателя.

Если в циклической Вселенной фронт световой волны распространится за пределы гравитационного радиуса, вся невидимая область за горизонтом в фазе расширения становится видимой в фазе сжатия и *все пространство за горизонтом циклической сферической Вселенной потенциально наблюдаемо*.

Если радиус фронта световой волны  $r$  намного меньше максимального значения  $R$  – «радиуса мира» по Эйнштейну ( $r \ll R$ ), то *область пространства Римана в пределах фронта световой волны близка к плоскому пространству* (по определению [2, с. 528]) внутри сферы объемом  $V = 4\pi r^3/3$  (18). Так, в нестационарном псевдоримановом пространстве система координат «локально галилеева» [2, с. 531]. Указанное приближение соответствует расширению горизонта плоской Вселенной (наблюдаемой), на ненаблюдаемую область, которая занимает основную часть  $V_s - V$  сферического пространства большего объема  $V_s = 2\pi^2 R^3$  (34).

Согласно теории тяготения «геометрические свойства пространства ... обусловлены материей» [18, с. 198]. Уравнение тяготения с космологической постоянной  $\Lambda$  постулируется Эйнштейном в тензорном виде:

$$R_{\mu\nu} - g_{\mu\nu}R/2 = 8\pi G T_{\mu\nu}/c^4 - \Lambda g_{\mu\nu}, \quad (25)$$

где  $R_{\mu\nu}$  – тензор кривизны пространства-времени Риччи, выражающийся через метрический тензор  $g_{\mu\nu}$ , его производные по координатам;  $R = R_{\mu\nu}g^{\mu\nu}$  при  $g_{\mu\nu}g^{\mu\nu} = \delta^{\mu\mu}$ ;  $T_{\mu\nu}$  – тензор энергии импульса материи [8, с. 475].

В частном случае равновесия для однородной стационарной Вселенной тензор энергии импульса имеет вид  $T_{\mu\nu} = \Lambda g_{\mu\nu}$  [1, с. 190], где  $\Lambda$  член:

$$\Lambda = 8\pi G\rho/c^2. \quad (26)$$

Радиус сферического фронта волны (горизонта)  $r = ct$ , расширяющегося в *плоском* пространстве, однородно наполненном материей критической плотности  $\rho$ , ограничен гравитационным радиусом:

$$Rg = c(3/8\pi G\rho)^{1/2}. \quad (27)$$

Соотношение (27) непосредственно следует из формулы (19).

Согласно Эйнштейну, в сферической (эллиптической) Вселенной существует соотношение между «пространственной протяженностью мира и средней плотностью материи», а именно  $R^2 \sim 1/\rho$  [18, с. 199].

Напомним, что риманово пространство обладает *кривизной*:

$$k = 1/R^2, \quad (28)$$

где  $R$  – радиус кривизны [1, с. 528].

Согласно теории тяготения  $\Lambda = 8\pi G\rho/c^2$  (26). С учетом (28) при  $\Lambda = -k$  радиус кривизны 4-мерной *плоскости Римана*:

$$R = c/(8\pi G\rho)^{1/2}. \quad (29)$$

Радиус 4-мерного пространства согласно теории тяготения (29) меньше гравитационного радиуса для плоского пространства аналогичной плотности (27) в  $Rg/R = \sqrt{3} \approx 1,7$  раза.

Радиус *цилиндрического* мира в модели Эйнштейна [9, с. 86]:

$$R' = c/(4\pi G\rho)^{1/2}. \quad (30)$$

Радиус цилиндрического пространства (30) меньше гравитационного радиуса для плоского пространства аналогичной плотности (27) в  $Rg/R' = (3/2)^{1/2} \approx 1,2$  раза. Напомним, что площадь «масштабного квадрата»  $4\pi r^2$  в сферическом пространстве (в терминологии Эйнштейна) меньше, чем в евклидовом [18, с. 198], т.е.  $Rg > R'$ .

Согласно формулам (29) и (30) плотность Вселенной падает с ростом радиуса  $\rho \sim 1/R^2$  в рассмотренных типах римановых пространств (4-мерной плоскости Римана и цилиндрическом пространстве). В малом масштабе риманово пространство близко к плоскому [2, с. 528], включая сферическое пространство. Тем самым, однородно наполненное материей *про-*

странство в части 3-мерной сферической Вселенной радиусом  $R_s$  может быть близко к 3-мерному плоскому пространству в масштабе  $R_g$  при соотношении  $R_s > R_g$ .

С данных позиций, с учетом соотношения (27) для радиуса 3-мерного плоского пространства  $R_g$  радиус 3-мерной сферической Вселенной (Римана):

$$R_s > c(3/8\pi G\rho)^{1/2}. \quad (31)$$

Для сравнения, радиус циклической Вселенной в закрытой модели Фрийдмана [9, с. 83]:

$$R = c[(3/4\pi G\rho(1 - \cos \alpha)^3)^{1/2}], \quad (32)$$

где  $\alpha = 2\pi/T$  при периоде цикла  $T$ .

При  $\alpha = \pi/2, 3\pi/2 \dots \cos \alpha = 0$ , так что формула (32) сводится к виду:

$$R = c(3/4\pi G\rho)^{1/2}. \quad (33)$$

Формула (33) согласуется с критерием (31) в диапазоне  $0 < \alpha < \pi$ , когда  $R \geq c(3/4\pi G\rho)^{1/2}$ .

При  $\alpha = 0, 2\pi \dots$  в зависимости  $\rho(R)$  плотность материи становится бесконечной, что соответствует особенностям [9, с. 83] в моменты времени  $t = 0, T \dots$  соответствующие фазе сверхплотного состояния Вселенной.

Замкнутая Вселенная является циклической (§ 1). Отметим, что если в сопутствующей системе отсчета циклическая Вселенная эволюционирует синхронно, то из-за задержки светового сигнала наблюдатели в полярных точках увидят друг друга по завершении ее цикла. *В циклической Вселенной переменной плоскости, синхронно эволюционирующей в сопутствующей системе отсчета, ее полярные области, находящиеся относительно наблюдателя в пространственноподобном и времениподобном континууме, в условиях задержки светового сигнала эволюционируют в противофазе.*

Напомним, что уравнение Ф-Р-У для закрытой модели соответствует космологической модели Эйнштейна [1, с. 377]. Модель стационарной Вселенной изначально рассмотрена Эйнштейном в рамках замкнутого на себя «трехмерного сферического пространства», которое «конечно (т.е. имеет конечный объем), но не имеет границ» [18, с. 198]. Объем 3-мерного сферического пространства радиуса  $R$  [18, с. 197]:

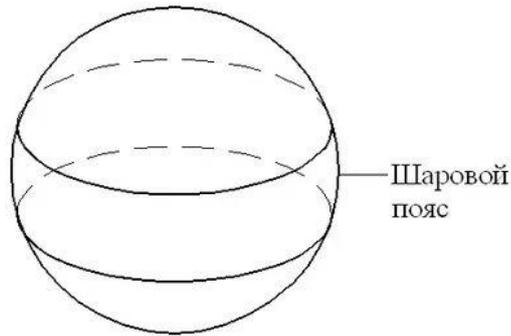
$$V_s = 2\pi^2 R^3. \quad (34)$$

Объем сферы аналогичного радиуса в 3-мерном плоском пространстве  $V = 4\pi R^3/3$  (18) при отношении соответствующих объемов:

$$V_s/V = 3\pi/2. \quad (35)$$

Формально сферическое пространство вместит  $3\pi/2 \approx 4,7$  сферы аналогичного радиуса в плоском пространстве, в том числе две непересекающиеся сферы в евклидовом подпространстве аналогичного радиуса, представимые как полярные области. Вместе с тем, в этом случае геометрия пространства внутри сфер отклонится от евклидовой.

Рассмотрим модель замкнутого сферического пространства, в котором диаметрально противоположные точки не совпадают (рис. 1). Через полярные точки (включая полярные точки в области горизонта относительно наблюдателя) проходит плоскость (поверхность), разделяющая сферическое пространство на две половины, *зеркально-симметричные* относительно данной поверхности [3]. Данная плоскость, разделяющая полярные области, проходит через центр *шарового пояса* на сфере в геометрии Римана. Так, полярные точки сферической Вселенной окружают симметричные полярные части, ограниченные горизонтом (гравитационным радиусом), относительно наблюдателей в данных точках. Полярные области разделяет часть, которую иллюстрирует шаровой пояс на сфере (рис. 2).



**Рис. 2.** Противоположные области на сфере в геометрии Римана

При  $R < R_s$  видимая наблюдателю расширяющаяся плоская Вселенная объемом  $V$  в любой момент времени может быть дополнена невидимой ему областью, которая является частью сферической Вселенной объемом  $V_s - V$ .

Соответственно, сферическая Вселенная содержит симметричные части объемом  $V' = V$  внутри горизонта для наблюдателя и в полярной ему точке сферического пространства. Суммарный объем двух симметричных пространств в полярных точках составит  $2V$ . Объем части сферического пространства за их пределами (в шаровом поясе) составит  $V_s - 2V$ . В свою очередь, шаровой пояс (как и полярные области) симметричен относительно плоскости, разделяющей сферическое пространство на две зеркально-симметричные части объемом  $V_s/2 - V$  каждая, имеющие равные массы (§ 9).

Если Вселенная расширяется в сопутствующей системе отсчета, являющейся синхронной (включая полярные области), то ограниченный гравитационным радиусом горизонт будет совпадать с горизонтом в виде фронта световой волны. При этом область Вселенной, соответствующая шаровому поясу на сфере (рис. 2), окажется невидимой обоим наблюдателям.

В силу симметрии сферического пространства – пространства Римана *постоянной кривизны* (в котором противоположные точки не совпадают), однородно наполненного материей, гравитация материи в диаметрально противоположных областях компенсирует друг друга, так что в 3-мерном сферическом пространстве, однородная материя оказывается в состоянии невесомости. Для сравнения, физически в нестационарном псевдоримановом пространстве «(так называемые локально галилеевы) системы отсчета являются свободно падающими в поле тяготения» [2, с. 531].

В сферическом пространстве пространство внутри горизонта (для наблюдателя) и вне его отличаются знаком кривизны. Если *пространственноподобная* область в пределах горизонта ограничена сферой радиусом  $R_s$ , то ее дополнит *временноподобная* область за горизонтом, математически представляемая в виде псевдосферы радиусом  $iR_s$  [3].

Напомним, что коэффициенты псевдоримановой метрики допускают *мнимые расстояния* [2, с. 531]. При замене  $R$  (радиуса кривизны пространства Римана) на  $iR$  все метрические формулы геометрии Лобачевского (сохраняющие при этой замене геометрический смысл) переходят в соответствующие формулы геометрии Римана [2, с. 398].

Отрицательная кривизна псевдосферы  $-k = 1/(iR_s)^2$  компенсирует положительную кривизну пространства в пределах горизонта  $k = 1/R_s^2$ , привносимую гравитацией материи, т.е. в сферической Вселенной гравитация материи за горизонтом видимой Метагалактики может компенсировать гравитацию материи в его пределах. Подобные граничные условия в области горизонта можно учесть путем введения космологического члена в духе подхода Эйнштейна [3]; [8].

Так, космологический член имеет геометрическую интерпретацию в виде *кривизны риманова пространства*  $\Lambda = 1/R^2$  радиусом  $R$  [9, с. 86], или *кривизны псевдосферы* радиусом  $iR$  при  $\Lambda = -k$ :

$$\Lambda = 1/(iR)^2. \quad (36)$$

Мнимая координата  $iR$  в виде *радиуса псевдосферы* соответствует пространству Лобачевского отрицательной кривизны [2, с. 322].

Космологический член пропорционален средней плотности материи Вселенной  $\Lambda \sim \rho$  (26).

При зависимости  $R^2 \sim 1/\rho$  с расширением Вселенной ее плотность падает при снижении  $\Lambda$  члена, т.е. *в нестационарной Вселенной космологический  $\Lambda$  член не является константой* [3].

В однородной среде динамика локальных областей неоднородности определяется балансом сил гравитации и давления среды. При однородном крупномасштабном распределении материи в пространстве Римана (где противоположные точки не совпадают), а именно 3-мерном сферическом пространстве («квазисферическом» в терминологии Эйнштейна [18, с. 199]) эволюцию Вселенной может определять динамика локальных областей неоднородности под воздействием давления среды [3] (§ 5).

### 5. Давление среды в областях неоднородности материи

Уравнение Ф-Р-У (1) описывает наблюдаемую часть изотропной и однородной Вселенной в *сопутствующей* системе отсчета [1, с. 377]. В данных условиях следует учитывать давление среды в аналогичной системе отсчета. Так, например, пространство Вселенной наполняет *микроволновое фоновое излучение* (МФИ), изотропное в сопутствующей системе отсчета, связанной с «разбегающимися» галактиками [11, с. 135].

Рассматривая модель однородной сферической Вселенной, Эйнштейн уточняет: «В действительности в отдельных областях материя распределена неравномерно», т.е. «реальный мир ... будет квазисферическим» [18, с. 199]. Так, Вселенная однородна лишь в крупном масштабе и неоднородна в масштабе сверхскоплений скоплений галактик и войдов [6, с. 347].

При современном радиусе Вселенной  $R \sim 12000$  Мпк [6, с. 347] области неоднородности материи – войды радиусом  $r \sim 20$  Мпк при соотношении  $r/R \sim 0,2\%$  являются локальными областями. Тем самым, следует учитывать *давление среды в локальных областях неоднородности материи* (войдах). Так, в однородной среде динамика локальных областей неоднородности определяется балансом сил гравитации и давления среды.

Согласно расчетам в условиях хаббловского расширения давление межгалактической среды эффективно в масштабе областей неоднородности материи – войдов, т.е. носит *локальный* характер и применимо к сопутствующей системе отсчета (связанной с галактиками) [3].

Межгалактическая среда в войдах может оказывать давление на гало (короны) галактик в филаментах, способствуя формированию войдов [7]. Оценим плотность энергии среды, способную сформировать войды. Динамическое давление среды в области филаментов, окружающих войд:

$$p \approx \rho v^2, \quad (37)$$

где  $\rho$  – плотность среды в филаментах;  $v$  – скорость расширения войдов.

Динамическое давление среды в области филаментов определяет плотность энергии среды в войдах  $\epsilon v = p$  при скорости движения филаментов относительно центра войдов:

$$v \approx (\epsilon v / \rho)^{1/2}, \quad (38)$$

где  $\epsilon v$  – плотность энергии межгалактической среды в войдах.

Скорость расширения войдов определяет закон Хаббла  $v = rH_0$  (4). Из равенства скоростей в формулах (4) и (38) следует оценка критической плотности энергии среды, позволяющей расширяться войдам:

$$\epsilon v \approx \rho (rvH_0)^2, \quad (39)$$

где  $rv$  – радиус войдов [7].

Плотность материи в филаментах – областях концентрации галактик на периферии войдов сопоставима со средней плотностью Вселенной (критической)  $\rho \approx \rho_c$ . При  $H_0 \sim 70$  км/с·Мпк;  $\rho_c \sim 9 \cdot 10^{-30}$  г/см<sup>3</sup>;  $rv \sim 20$  Мпк требуемая *плотность энергии среды в войдах*  $\epsilon v \approx 0,1$  эВ/см<sup>3</sup>.

Расчеты показывают, что *войды могут расширяться за счет рассеяния магнитным полем гало (корон) галактик метагалактических космических лучей (КЛ) с плотностью энергии  $\sim 0,1$  эВ/см<sup>3</sup> [7], что согласуется с оценкой (39) и не превышает плотность энергии МФИ  $\sim 0,25$  эВ/см<sup>3</sup> [11, с. 135]. При этом энерговыделения обычных галактик достаточно для наполнения войдов метагалактическими КЛ с плотностью энергии  $\sim 0,1$  эВ/см<sup>3</sup>, способной обеспечить наблюдаемое хаббловское расширение войдов [7]. Для сравнения, плотность энергии галактических КЛ  $\sim 1$  эВ/см<sup>3</sup> [4, с. 471] на порядок выше.*

Заметным источником метагалактических КЛ могут быть галактики с активными ядрами [7]. Так, самые мощные источники КЛ – радиогалактики и квазары [5, с. 533]. Максимум пространственной концентрации квазаров приходится на эпоху  $1,7 \leq z \leq 2,7$  при среднем  $z \sim 2,2$  [19]. Кроме того, в эпоху  $z \sim 2$  светимость галактик на порядок превышала современную [20]. Квазары могли пополнять массив метагалактических КЛ, приводя к *ускоренному расширению войдов* в эпоху  $z \sim 2,2 \pm 0,5$  [7].

По уточненным данным наблюдений за значительной выборкой сверхновых «свечей» Ia скорость разбегания галактик линейно возрастает с расстоянием по закону Хаббла в пределах  $z \leq 1$  [12]. Период исчезновения квазаров  $z \sim 1,7$  [19] и заметного снижения светимости обычных галактик при  $z \leq 1$  [20] предшествует образованию скоплений галактик, наблюдаемых при  $z \leq 1$  [5, с. 545], что может быть обусловлено снижением давления КЛ в войдах на короны галактик в филаментах [7].

В однородной среде динамика локальных областей неоднородности определяется балансом сил гравитации и давления среды. При этом в нестационарной Вселенной переменной плотности, расширяющейся из сверхплотного горячего состояния, *механизмы расширения Вселенной могли меняться в зависимости от параметров среды*, включая ее плотность и температуру, плотность энергии реликтового излучения, масштаб неоднородностей среды.

Так, при зависимости плотности Вселенной от красного смещения  $\rho = \rho_c(z + 1)^2$  (8) в СКМ и энергии фотонов  $E' = E/(z + 1)$ , плотность энергии реликтового излучения возрастает с ростом красного смещения по закону:

$$\epsilon v' = \epsilon v(z + 1)^3. \quad (40)$$

В эпоху образования первых звезд из первичного газа взаимное отталкивание областей неоднородностей среды – газовых облаков могло обеспечить *давление реликтового излучения*, рассеиваемого газовыми сгустками, рождающими звезды.

После эпохи рекомбинации газ начал сжиматься в сгустки, чему могли способствовать неоднородности плотности в первичном газе (§ 8). При первичном звездообразовании в газовой среде, не содержащей тяжелые элементы, были эффективны *молекулярные полосы поглощения*, связанные с вращательными уровнями молекул водорода [5, с. 163]. С выходом излучения из газовых сгустков силам тяготения стало противостоять лишь тепловое давление газа [4, с. 479], так что газ начал коллапсировать в звезды.

До рекомбинации ионизованного первичного газа было эффективно *томсоновское рассеяние* реликтового излучения на свободных электронах.

При плотности Вселенной, сравнимой с плотностью нейтронных звезд, (ядерной плотностью) актуально взаимное отталкивание частиц (нуклонов) за счет *ядерных сил* (§ 7).

Отметим, что в определенные фазы эволюции Вселенной (например, при коллапсе первичного газа в звезды) механизмы ее расширения могли отсутствовать, т.е. Вселенная могла сжиматься. В данных условиях актуальна интегральная (усредненная) скорость расширения Вселенной, которая может отличаться от ее современной скорости расширения (определяемой законом Хаббла), что затрудняет оценку фактического возраста Вселенной (§ 3).

## 6. Динамическое давление среды относительно наблюдателя

Плотность энергии среды в областях неоднородности (войдах) в *сопутствующей системе отсчета* (§ 5) в условиях расширения Вселенной требует сопряжения с плотностью кинети-

ческой энергии среды относительно *наблюдателя* в удаленных областях, включая область горизонта, что соответствует учету соответствующих *граничных условий* [3]; [8].

Рассмотрим нестационарную Вселенную, расширяющуюся согласно закону Хаббла, чей горизонт удаляется со скоростью света. Если в сопутствующей системе отсчета динамическое давление среды в областях неоднородности соответствует ее плотности энергии  $\epsilon v = \rho v^2$  (§ 5), давление однородной среды в области горизонта относительно наблюдателя [8]:

$$\epsilon c \approx \rho c^2. \quad (41)$$

Оценка (41) соответствует критической плотности энергии (давления) среды  $\epsilon c \sim \rho c^2$  в известных космологических моделях [4, с. 475]. Тем самым, *кинетическая энергия среды вблизи горизонта расширяющейся Вселенной сравнима с гравитационной энергией ее видимой наблюдателю части* [3].

Отметим, что области неоднородности материи – войды радиусом  $r$  в масштабе Вселенной радиусом  $R \gg r$  представимы как локальные деформации среды. Скорость расширения войдов  $v = H_0 r$  (4) в крупном масштабе суммируется:  $\Sigma v = H_0 \Sigma r$ . В масштабе Вселенной  $\Sigma r \sim R$  при  $H_0 \sim 1/T$  скорость удаления войдов в области горизонта (относительно наблюдателя) ограничивает скорость света:  $\Sigma v \sim R/T \approx c$  [3].

В условиях динамического давления среды  $p \approx \rho v^2$  (37), эквивалентного плотности энергии  $\epsilon v = p$  в сопутствующей системе отсчета, отношение  $\Sigma v \approx c$  сводится к виду  $\Sigma \sqrt{\epsilon v} \approx c \sqrt{\rho}$ . Плотность энергии среды в области горизонта (относительно наблюдателя)  $\epsilon c \approx \rho c^2$  (41). В масштабе радиуса Вселенной  $R$  укладывается  $N = R/2rv$  войдов, при соотношении  $N \sqrt{\epsilon v} \approx c \sqrt{\rho}$ , из чего следует оценка плотности энергии межгалактической среды в войдах:

$$\epsilon v \approx \rho c^2 (2rv/R)^2. \quad (42)$$

При  $R \sim 12000$  Мпк;  $rv \sim 20$  Мпк;  $\rho c \sim 9 \cdot 10^{-30}$  г/см<sup>3</sup> *плотность энергии среды в войдах*  $\epsilon v \approx 0,06$  эВ/см<sup>3</sup>, что сравнимо с оценкой  $\epsilon v \sim 0,1$  эВ/см<sup>3</sup> (39). Отличие в расчетах (39) и (42) обусловлено оценкой радиуса Вселенной, достигающий в СКМ  $R = 3cT \sim 12000$  Мпк [6, с. 347], а не  $R = cT$  (§ 2).

Отметим, что если кинетическая энергия галактик в удаленной области пространства относительно наблюдателя в условиях расширения Вселенной возрастает, то энергия их излучение падает. Так, хаббловское разбегание галактик сопровождается *доплеровским* красным смещением их излучения  $z = \Delta v/v$  относительно наблюдателя:

$$z = (1 + v/c)/[1 - (v/c)^2] - 1, \quad (43)$$

где  $v$  – скорость объекта относительно наблюдателя [4, с. 488].

Если скорость объекта существенно меньше скорости света  $v \ll c$ , формула (43) сводится к зависимости  $z \approx v/c$  и с учетом закона Хаббла  $v = rH_0$  (4) представима в виде:

$$z \approx rH_0/c. \quad (44)$$

Красное смещение вызывает как движение источника относительно наблюдателя, так и разность напряженности поля тяготения в соответствующих областях – *гравитационное* красное смещение [4, с. 487]. При однородном распределении материи во Вселенной гравитационное красное смещение отсутствует.

## 7. Характеристики горячей Вселенной

Все предложенные космологические модели являются теоретическими. Очевидным *критерием адекватности космологической модели является ее соответствие экспериментальным (астрофизическим) данным*. В данном контексте уместно обратиться к теории горячей Вселенной, объясняющей целый ряд наблюдаемых явлений, включая распространенность легких элементов (водород, гелий, дейтерий), а также барионное число – отношение барионов и фотонов фонового космического излучения (МФИ).

Сравним масштаб современной Вселенной с ее масштабом в плотном сжатом состоянии на основе соответствующего перепада плотности вещества. Если в современной Метагалак-

тике плотностью  $\rho_c$  точка в области горизонта удалена (для наблюдателя) на расстояние  $R$ , то в фазе ее сжатия соответствующее расстояние составит:

$$r = R(\rho_0/\rho_c)^{1/3}, \quad (45)$$

где  $\rho_0$  – плотность Вселенной в фазе сжатия.

Согласно принятой оценке, радиус наблюдаемой Вселенной  $R \sim 4 \cdot 10^{26}$  м; ее плотность  $\rho_c \sim 5 \cdot 10^{-30}$  г/см<sup>3</sup> [6, с. 347]. Физические процессы хорошо изучены вплоть до  $\rho_0 \sim 10^{18}$  г/см<sup>3</sup> и температуры  $T \sim 10^{13}$  К [6, с. 518]. Когда плотность видимой Вселенной достигала в фазе сжатия  $\sim 10^{18}$  г/см<sup>3</sup>, ее масштаб составлял  $r_0 \approx 10^{11}$  м, что сравнимо с орбитой Земли (1 а.е.)

Согласно некоторым моделям Вселенная в состоянии сингулярности могла иметь планковскую плотность  $\rho_0 \sim 10^{94}$  г/см<sup>3</sup> [6, с. 348] при радиусе Вселенной  $r_0 \approx 4 \cdot 10^{-15}$  м (45), что сравнимо с радиусом атомного ядра  $\sim 10^{-15}$  м [1, с. 686], а также классическим радиусом электрона ( $r_e = 2,8 \cdot 10^{-15}$  м).

Если бы горячая Вселенная (как область неоднородности масштаба  $r_0$ ) была *стационарной*, то вещество за ее горизонтом могло оказывать давление на вещество в пределах масштаба  $r_0$ . Однако в *нестационарной* Вселенной плотность кинетической энергии вещества в области горизонта (для наблюдателя)  $\rho_c \approx \rho_c^2$  (41) сравнима с плотностью энергии покоя частиц. Так, в условиях хаббловского расширения Вселенной межгалактическая среда создаст динамическое давление  $p \approx \rho v^2$  (37), ограниченное скоростью света  $v \leq c$  (§ 6). При этом в *нестационарной Вселенной вещество в области ее горизонта не окажет давления на вещество внутри горизонта*.

Гравитационный коллапс сдерживает рост давления среды [6, с. 529], включая тепловое давление частиц  $p = nkT$  (49). Оценим температуру плазмы  $T$  *нестационарной* Вселенной в фазе сжатия, при которой тепловое давление частиц уравнивает динамическое давление среды  $p \approx \rho v^2$  (37). С учетом соотношения  $n = \rho/m$  для частиц в условиях ограничения  $v \leq c$ , критическая температура сжатой Вселенной:

$$T \leq c^2 m/k, \quad (46)$$

где  $k$  – постоянная Больцмана;  $m$  – масса частиц.

Для барионов массой  $m_p$  *критическая температура* плазмы  $T \leq 10^{13}$  К.

Напомним, что физические процессы хорошо изучены вплоть до температуры  $T \leq 10^{13}$  К (при которой существуют барионы) [6, с. 518]. Согласно теории, при  $T > 10^{13}$  К вещество может состоять в основном из кварков [4, с. 479]. Температура  $T$  соответствует энергии  $E = kT \sim 1$  ГэВ, сравнимой с энергией покоя барионов  $E = m_p c^2 \approx 938$  МэВ.

Таким образом, оценка (46) показывает, что в условиях ограниченности скорости частиц скоростью света, *циклическая Вселенная может сжиматься за счет давления среды, содержащей барионы, пока ее температура в горячей фазе коллапса не достигнет  $\leq 10^{13}$  К*.

В модели циклической Вселенной длительность ее коллапса сравнима с временем расширения. Согласно теории горячей Вселенной в сжатой фазе Вселенная быстро эволюционировала. В состоянии плотностью  $\rho_0 \sim 10^{18}$  г/см<sup>3</sup> Вселенная находилась  $t \sim 10^{-6}$  с [6, с. 518]. За данное время свет преодолет расстояние  $r \sim tc \approx 300$  м, что минимум на 8 порядков меньше размера Вселенной  $r_0 \sim 10^{11}$  м, который она может иметь при данной плотности согласно оценке (45). За это время видимый наблюдателю расширяющийся горизонт Вселенной успеет покрыть  $r/r_0 \approx 3 \cdot 10^{-9}$  ее размера. Тем самым, «край» Вселенной в сверхплотной фазе сжатия недоступен для наблюдателя, поскольку он находится далеко за горизонтом.

Масса наблюдаемой части Вселенной в фазе коллапса составит  $(r/r_0)^3 \approx 3 \cdot 10^{-26}$  массы современной Метагалактики, т.е. основная масса плотной Вселенной останется за ее горизонтом и не будет наблюдаема. В данных условиях *Вселенную в сверхплотной фазе сжатия аппроксимирует модель бесконечной плоской Вселенной*, как вариант уравнения Ф-Р-У (1).

Оценим давление, которое могло создать вещество в горячей Вселенной, если рассматривать ее как неоднородность материи радиусом  $r$ :

$$p = \rho g r, \quad (47)$$

где  $g$  – ускорение свободного падения.

С учетом  $g = GM/r^2$ , где  $M = 4\pi r^3 \rho / 3$  формула (47) сводится к виду:

$$p = 4\pi G(\rho r)^2 / 3. \quad (48)$$

При плотности Вселенной  $\rho_0 \sim 10^{18}$  г/см<sup>3</sup> ее гравитационный радиус (радиус горизонта) мог составлять  $r_g \sim 400$  м (27), что сравнимо с предыдущей оценкой радиуса ее расширяющегося горизонта  $r \sim t c \approx 300$  м. Согласно формуле (48) *давление* среды  $p \approx 10^{38}$  Па.

Динамическое давление среды  $p \approx \rho v^2$  (37) ограничено скоростью света  $v \leq c$  (§ 6), т.е. *давление*  $p \sim \rho c^2 \approx 10^{38}$  Па.

Альтернативная оценка давления среды (газа) в горячей Вселенной:

$$p = nkT, \quad (49)$$

где  $n$  – концентрация газа;  $T$  – его температура.

В горячей Вселенной плотностью  $\rho_0 \sim 10^{18}$  г/см<sup>3</sup> при  $T \sim 10^{13}$  К плазма содержала барионы [6, с. 518] при их концентрации  $n \sim \rho_0 / m_p \approx 10^{42}$  см<sup>-3</sup>.

При  $T \sim 10^{13}$  К *давление*  $p \approx 10^{38}$  Па, что согласуется с предыдущими оценками и эквивалентно *плотности энергии*  $p = \varepsilon \approx 10^{51}$  эВ/см<sup>3</sup> и соответствует *плотности энергии покоя частиц*  $\varepsilon = \rho c^2 \approx 10^{51}$  эВ/см<sup>3</sup>.

При достижении Вселенной ядерной плотности следует учитывать *ядерные силы*. Ядерные силы отталкивания резко возрастают при малых расстояниях [1, с. 655], сравнимых с отталкивательным кором нуклонов [1, с. 670]. Потенциал ядерного отталкивания сравним с энергией покоя нуклонов [1, с. 670], что может препятствовать сжатию (коллапсу) плазмы.

В данных условиях достижение планковской плотности в случае сжатия Вселенной за счет давления среды маловероятно. Согласно теории раздувающейся Вселенной (инфляционная модель) Вселенная могла возникнуть из области сингулярности за счет раздувания квантовых флуктуаций первичного скалярного поля (гипотетического) [5, с. 241]. Однако, достигнув современной массы и размеров, *Вселенная не сможет вернуться в сингулярное состояние*.

Коллапсу циклической Вселенной может препятствовать фиолетовое смещение, повышающее плотность энергии фонового космического излучения. Согласно СКМ эпоха радиационного доминирования, т.е. преобладания излучения над веществом по массе (эквивалент энергии покоя) приходилась на  $z > 10^4$  [11, с. 553]. Плотность вещества той эпохи  $\sim 10^{-20}$  г/см<sup>3</sup> [6, с. 518] сопоставима с плотностью межзвездного газа в центральных областях галактик  $10^{-20} - 10^{-22}$  г/см<sup>3</sup> [6, с. 389]. При этом нейтральный межзвездный газ и пыль могут поглощать часть излучения.

При сжатии Вселенной могут нагреваться как пыль и газ, так и продукты эволюции звезд – нейтронные звезды и белые карлики, а также темные карлики – коричневые и красные, содержащие значительную массу вещества галактик [4, с. 489]. Тем самым, *при сжатии Вселенной вещество может поглотить существенную долю фонового космического излучения, что приведет к нагреву вещества при снижении барионного числа*.

*В циклической Вселенной может воспроизводиться барионное число*. Напомним, что для космологической плотности барионов *барионное число* (отношение числа фотонов и барионов)  $\delta v \sim 10^8$  [6, с. 178]. Расчеты показывают, что МФИ (его барионное число) может обеспечить излучение первых звезд – сверхгигантов, рассеянное газовыми облаками [21]. Согласно радиолинии водорода излучение сверхгигантов ионизовало водород в эпоху  $z \sim 17$  [22]. Мощное энерговыделение сверхгигантов  $\sim 10^{52}$  эрг обеспечивает термоядерный синтез в их ядрах, коллапсирующих в нейтронные звезды [21].

Реликтовое излучение может исказить спектр МФИ на длине волны  $\sim 8$  мм при соответствующем барионном числе  $\delta\nu \sim 10^7$  [21]. Модель великого объединения ограничивает барионную асимметрию  $>10^6$  [6, с. 179]. При этом обсуждается возможность, что Вселенная изначально была асимметричной относительно барионов [6, с. 178] (§ 8). С данных позиций *космологическую природу может иметь не все микроволновое фоновое излучение, а его часть.*

Напомним, что согласно теории горячей Вселенной барионы образовались при температуре  $T \sim 10^{13}$  К в плазме плотностью  $\rho \sim 10^{18}$  г/см<sup>3</sup>, которая также содержала электроны разные сорта мезонов, мюонов, нейтрино, их античастицы, а также фотоны [6, с. 518]. Если источником реликтовых фотонов является барионная асимметрия, при тепловом равновесии излучения и вещества плотность энергии излучения должна была достигать  $\delta\nu\rho c^2$ , что в  $\delta\nu \sim 10^8$  раз выше плотности энергии  $\rho c^2$ , соответствующей энергии покоя частиц. Эффективная масса фотона  $m\nu = E/c^2$  с энергией  $E \sim 1$  ГэВ была бы сравнима с массой бариона  $m\nu \sim m_p$ .

Источник столь высокой энергии, возникающей в горячей Вселенной возрастом  $\sim 10^{-6}$  с не ясен. Согласно инфляционной модели, первичное скалярное поле (порождающее массивные частицы) могло присутствовать в области сингулярности, чья плотность сравнима с планковской, лишь в течение  $\sim 10^{-35}$  с [5, с. 241].

При соотношении  $\sim 10^8$  фотонов на барион также не ясна область размещения фотонов при плотной пространственной упаковке барионов. У фотонов с энергией  $E \sim 1$  ГэВ длина волны  $\lambda\nu = hc/E \sim 10^{-15}$  м сравнима с радиусом нуклонов  $\sim 10^{-15}$  м, а также их комптоновской длиной волны  $\lambda c = h/m_p c \approx 1,3 \cdot 10^{-15}$  м (сравнимой с радиусом действия ядерных сил).

Так, радиус нейтрона  $\sim 0,8$  Фм ( $1$  Фм =  $10^{-15}$  м) [11, с. 268]; протона  $\sim 0,8$  Фм [1, с. 671]; [5, с. 243]. Вероятность встретить нуклон сохраняется до расстояний, больших радиуса кора  $r_c$  при концентрации  $n \sim 0,16$  Фм<sup>-3</sup> [1, с. 656], т.е. при ядерной плотности  $\rho = n m_p \approx 3 \cdot 10^{14}$  г/см<sup>3</sup>, сравнимой с плотностью нейтронных звезд  $\sim 10^{14}$  г/см<sup>3</sup> [1, с. 686]; [6, с. 347]. *Плотная упаковка барионов соответствует ядерной плотности  $\rho \sim m_p / r^3 \approx 3 \cdot 10^{14}$  г/см<sup>3</sup>, что минимум на 3 порядка меньше принятого значения плотности  $\sim 10^{18}$  г/см<sup>3</sup> для температуры  $\sim 10^{13}$  К в модели горячей Вселенной [6, с. 518].*

Плотность вещества  $\rho_0 \sim 10^{18}$  г/см<sup>3</sup> достижима при концентрации частиц (чья масса сравнима с массой нуклонов)  $n \sim \rho_0 / m_p \approx 10^3$  Фм<sup>-3</sup>, что соответствует радиусу частиц  $r \sim 1/n^{1/3} \sim 0,1$  Фм при их плотной упаковке, что на порядок меньше радиуса нуклонов, но больше размера кварков. Размер кварков (образующих нуклоны) не превышает  $r < 10^{-3}$  Фм [4, с. 340].

Плотность высокотемпературной плазмы, соответствующая плотной упаковке барионов  $\sim 3 \cdot 10^{14}$  г/см<sup>3</sup> не оставляет места для реликтовых фотонов. Если плотная упаковка барионов достигалась при температуре  $\sim 10^{13}$  К, то на один барион мог приходиться соответствующий барионному числу  $\delta\nu \sim 10^8$  объем пространства  $V \sim R^3$  если фотоны образовались при температуре  $T' \sim T / \delta\nu^{1/3} \sim 10^{10}$  К исходя из соотношения  $(T/T')^3 \sim \delta\nu$ . Так, в ходе адиабатического расширения молодой Вселенной (в условиях радиационного доминирования) ее температура уменьшалась по закону  $T \sim 1/R$  [4, с. 478]. В условиях теплового равновесия фотонов и барионов длина волны фотонов  $\lambda\nu = hc/kT$  со снижением температуры плазмы возрастает  $\lambda\nu \sim 1/T$ , что накладывает более сильное ограничение  $T' < 10^{10}$  К.

С данных позиций *фотоны с концентрацией, соответствующей барионному числу, могли возникнуть при температуре Вселенной  $< 10^{10}$  К, которой соответствует энергия частиц  $E \sim kT < 1$  МэВ, меньшая энергии рождения (аннигиляции) электронно-позитронных пар  $E = 2m_e c^2 \sim 1$  МэВ.*

Согласно теории горячей Вселенной электронно-позитронные пары вымирают через 10 с после начала ее расширения [6, с. 518] (при  $\sim 10^{10}$  К), т.е. возникающие при их аннигиляции фотоны могут вносить вклад в барионное число. Фотоны, связываемые с реликтовым излучением, также могли возникать в ходе первичных ядерных реакций вплоть до их завершения. Наблюдаемое соотношение водорода и гелия (связываемое с первичным нуклеосинтезом в горячей Вселенной) показывает, что Вселенная проходила через стадию, соответствующую температуре  $T \sim 10^9$  К через  $\sim 100$  с после начала расширения [11, с. 364] при энергии частиц  $E \sim kT \sim 0,1$  МэВ.

*Заметным источником реликтовых фотонов может являться тормозное излучение электронов в кулоновском поле ядер (протонов). Тормозное излучение, чья мощность зависит от температуры  $W \sim \sqrt{T}$ , имеет непрерывный рентгеновский спектр и охлаждает горячую плазму вплоть до температуры рекомбинации [11, с. 599]. Энергия ионизации атома водорода  $E = 13,6$  соответствует температуре рекомбинации газа  $T \sim E/k \sim 10^5$  К.*

Следует отметить, что *присутствие в горячей Вселенной фотонов реликтового излучения (находящихся в тепловом равновесии с веществом), понижит плотность вещества и сместит шкалу, связывающую плотность и температуру горячей Вселенной* (принятую в модели горячей Вселенной). Как следствие, известная оценка доли барионов исходя из обилия дейтерия, сместится в сторону большей доли барионов. Так, обилие космологического дейтерия зависит от плотности горячей Вселенной [14].

Актуальность подобной корректировки подчеркивает проблема нормировки доли барионов и скрытой массы в космологических моделях (§ 3). При этом следует учесть, что *доля космологического дейтерия может не соответствовать его наблюдаемому обилию* и может быть скорректирована с учетом выгорания дейтерия в первых горячих звездах, а также возможности его синтеза при аккреции на пульсары [14]; [21].

## 8. Аргументы в пользу циклической Вселенной

В открытых моделях Вселенная может расширяться бесконечно (что предполагает бесконечный рост ее массы в пределах горизонта). В закрытой модели Вселенная циклична [4, с. 477], т.е. ее масса ограничена. С позиции конечности реальных физических величин [9, с. 92] можно предположить, что Вселенная конечна, как и ее масса, т.е. *Вселенная циклична*.

Эйнштейн при обсуждении космологических моделей оставляет без ответа вопрос – «является "трехмерное" пространство конечным или бесконечным» из-за недостатка «данных астрономии» [18, с. 213]. По современным данным кривизна пространства Вселенной  $|\Lambda| < 10^{-55}$  см<sup>-2</sup> [4, с. 475], чему соответствует масштаб неоднородностей  $(1/\Lambda)^{1/2} > 3 \cdot 10^{27}$  см, что превышает  $> 8\%$  радиуса Вселенной  $4 \cdot 10^{28}$  см [6, с. 347]. Пространство наблюдаемой Вселенной близко к плоскому (евклидовому), т.е. корректно говорить о квазиевклидовом пространстве наблюдаемой Вселенной. Однако из этого нельзя сделать однозначный вывод относительно модели Вселенной.

Динамику расширения однородной в крупном масштабе Вселенной может определять динамика расширения областей ее неоднородности – войдов [3]; [8]. Анализ динамики структуры филаментов с учетом слияния галактик и формирования ими скоплений в эпоху  $z \leq 1$  (при снижении энерговыделения галактик [20]) указывает на перспективу прекращения расширения войдов [7], что свидетельствует в пользу циклической (замкнутой) Вселенной, расширение которой сменит сжатие [3].

В качестве локальных областей современной Вселенной предстают области неоднородности плотности – войды. Со стороны войдов оказывается давление на галактики в филаментах. Например, соседний войд оказывает динамическое воздействие на Местную группу галактик, вызывая ее отклоняющее движение со скоростью 200 – 250 км/с [23]. Подобное воздействие может быть обусловлено давлением на гало (короны) галактик *космических лучей* (КЛ) в войдах за счет рассеяния их магнитным полем [7].

Так, галактики генерируют КЛ, которые может рассеивать магнитное поле галактик [4, с. 473] и их гало (корон) [7]. Плотность энергии галактических КЛ  $\sim 1$  эВ/см<sup>3</sup> [4, с. 471]. У метагалактических КЛ в войдах плотность энергии может быть на порядок ниже  $\sim 0,1$  эВ/см<sup>3</sup> [7]. Так, исходя из динамического давления среды, позволяющего расширяться войдам, плотность энергии среды в войдах может составлять  $\sim 0,1$  эВ/см<sup>3</sup> (§ 5).

В пользу циклической Вселенной может свидетельствовать наблюдаемая крупномасштабная структура, которая в предложенных теориях не получила исчерпывающего объяснения. Все теории исходят из присутствия *первичных неоднородностей* плотности вещества (космологических), усиливаемых гравитационной неустойчивостью [4, с. 531], однако масштаб первичных неоднородностей (связываемых, в том числе, с адиабатическими флуктуациями) изначально постулируется, а не обосновывается.

В классической космологии первичные флуктуации (возмущения) изначально возникают в космологической сингулярности, но свойства первичных флуктуаций нельзя предсказать априори. В этом состоит *проблема начальных условий классической космологии* [11, с. 554].

Для растущей моды первичных флуктуаций безразмерная амплитуда возмущений метрики в синхронной системе отсчета не зависит от времени на начальных стадиях расширения Вселенной, когда пространственный масштаб флуктуаций  $L \sim R(t)$  больше размера космологического горизонта  $r \sim tc$  [11, с. 554]. Неоднородности вещества масштаба  $L > r$ , превышающего размер горизонта Вселенной в сжатой фазе, сохранятся при ее расширении.

*Перепад плотности материи может выравниваться за счет ударной волны.* Динамическое давление среды  $p \approx \rho v^2$  (37) ограничит скорость фронта волны, меньшая скорости света  $v \leq c$ . При этом следует учесть *инерцию* вещества при его ускорении до скорости  $v$ , но что требуется время  $\Delta t \sim L/v$ .

Предполагается, что процесс иерархического сгущивания протекает в случае, если начальные возмущения плотности имеют сравнимые амплитуды как в масштабах сверхскоплений (для масс  $M \sim 10^{15} M_{\odot}$ ), так и в масштабах галактик ( $M \sim 10^{11} M_{\odot}$ ) и, возможно, в еще меньших масштабах ( $M \sim 10^6 M_{\odot}$ ) [4, с. 531]. Напомним, что массы  $\sim 10^6 M_{\odot}$  ( $M_{\odot}$  – масса Солнца) достигают ядра галактик [6, с. 392], карликовые галактики [6, с. 389], а также шаровые звездные скопления – одни из старейших объектов во Вселенной [4, с. 65].

Современные области концентрации вещества при сжатии циклической Вселенной могут сформировать более плотные области. В модели горячей Вселенной время ее нахождения в сжатой фазе протекает быстро. Из-за ограниченности скорости распространения сигнала горизонт сверхплотной Вселенной (для наблюдателя) оказывается весьма мал. При этом, согласно расчетам, циклическая Вселенная может прекратить сжатие за счет давления среды при разогреве до температуры  $\leq 10^{13}$  К, при которой ее плотность (согласно модели горячей Вселенной) достигает  $\leq 10^{18}$  г/см<sup>3</sup> (§ 7).

Если плотность Вселенной в фазе сжатия ограничена плотностью  $\rho_0 \leq 10^{18}$  г/см<sup>3</sup>, ее крупномасштабные неоднородности масштаба  $R \sim 100$  Мпк [4, с. 530] согласно формуле  $r = R(\rho_0/\rho)^{1/3}$  (45) сократятся до масштаба  $L \sim 10^9$  м.

Типичные галактики радиусом  $\sim 10$  кпк плотностью  $\rho \sim 10^{-23} - 10^{-24}$  г/см<sup>3</sup> [6, с. 389] сократятся до размера  $L \sim 10^7$  м.

Шаровые звездные скопления радиусом  $\sim 100$  пк [4, с. 65] сравнимой плотностью  $\rho \sim 10^{-23}$  г/см<sup>3</sup> сократятся до размера  $L \sim 10^5$  м.

Данные оценки на несколько порядков выше радиуса горизонта сжатой Вселенной  $r = tc \sim 300$  м плотностью  $\sim 10^{18}$  г/см<sup>3</sup> (§ 7). Если плотность Вселенной в фазе сжатия ограничена данной плотностью, то *циклическая Вселенная может воспроизводить крупномасштабную структуру неоднородности вещества, а также число галактик и звездных скоплений.*

Компактные релятивистские объекты (продукты эволюции звезд – сверхгигантов) – *черные дыры звездной массы и нейтронные звезды в фазу коллапса циклической Вселенной мо-*

гут создавать области неоднородности, становящиеся зародышами звездообразования в однородном первичном газе, если плотность Вселенной в фазе сжатия ограничена плотностью  $\sim 10^{18}$  г/см<sup>3</sup>. Согласно общепринятым представлениям (исходя из низкой металличности старых звезд) первые звезды были массивными (сверхгигантами) [22]; [24].

Нейтронные звезды радиусом  $\sim 10$  км плотностью  $\rho \sim 10^{14}$  г/см<sup>3</sup> [11, с. 281] согласно формуле (45) сожмутся до размера  $L \sim 500$  м, что превышает радиус горизонта  $r \sim 300$  м сжатой Вселенной плотностью  $\rho_0 \sim 10^{18}$  г/см<sup>3</sup> (§ 7), т.е. *циклическая Вселенная может воспроизводить число первых звезд – сверхгигантов, эволюционирующих в нейтронные звезды.*

В циклической Вселенной может воспроизводиться *реликтовое фотонное и нейтринное излучение.* В циклической Вселенной в фазе сжатия фоновое космическое излучение поглощает вещество, нагреваясь (§ 7). При достижении коллапсирующей Вселенной плотности нейтронной звезды  $\sim 10^{14}$  г/см<sup>3</sup> вещество поглотит нейтринное излучение. Так, недра нейтронных звезд поглощают нейтрино, нагревая их [5, с. 361]. Соответственно, нейтринное излучение способствует охлаждению горячей Вселенной. Так, нейтринное излучение охлаждает поверхность нейтронных звезд до температуры  $2 \cdot 10^6$  К; их ядра до  $4 \cdot 10^8$  К [11, с. 282].

Модель циклической Вселенной позволяет предложить объяснение *барионной асимметрии*, альтернативное предложенному на основе модели великого объединения при нарушении C и CP инвариантности в неравновесных процессах. Предполагается, что избыток барионов возник в горячей Вселенной в процессе аннигиляции барионов и антибарионов при начальном равенстве их числа [6, с. 119]; [6, сс. 178-179].

Напомним, что в сферической Вселенной ее наблюдаемая часть имеет сопряженную симметричную область за горизонтом (рис. 2). При этом в циклической сферической Вселенной, синхронно эволюционирующей в сопутствующей системе отсчета, ее полярные области, находящиеся в пространственноподобном и времениподобном континуумах относительно наблюдателя, вследствие задержки светового сигнала эволюционируют в *противофазе* (§ 4), что представимо как *обращение времени*.

Согласно СРТ теореме для любого движения частиц «существует симметричное движение античастиц, являющееся зеркальным отображением первого и обращением относительно него по времени» (Т-преобразование)  $t \rightarrow -t$  [1, с. 71], т.е. *античастицы представимы как частицы, существующие в обратном течении времени.*

Тем самым, учет противоположной фазы эволюции полярных областей циклической сферической Вселенной (для наблюдателя) как обращение времени имеет физический смысл, что позволяет предложить решение проблемы барионной асимметрии. Так, в МФИ может вносить вклад не только аннигиляция барионов и антибарионов, но и иные излучения (§ 7).

## 9. Модель нестационарной 3-мерной сферической Вселенной

Рассмотрим модель *нестационарной 3-мерной сферической Вселенной*, однородно наполненной материей, частью которой является наблюдаемое квазиевклидово пространство Метагалактики (§ 4). Частными случаями этой модели предстают *квазистационарная 3-мерная сферическая Вселенная* в фазе ее максимального расширения (космологическая модель Эйнштейна) и *бесконечная 3-мерная евклидова Вселенная* в сверхплотной фазе сжатия, близкая к плоской модели в уравнении Ф-Р-У (§ 7).

Ряд аргументов свидетельствует в пользу *циклической Вселенной* (§ 8). Радиус нестационарной Вселенной в замкнутой модели Фрийдмана описывает *циклоида* [9, с. 83] (рис. 3):

$$R = R_m(1 - \cos \alpha). \quad (50)$$

Из уравнения циклоиды (50) следует, что радиус замкнутой Вселенной  $R$  сначала растет от 0 до максимума  $2R_m$ , затем убывает до 0 и т. д.

При  $R \ll R_m$  пространство наблюдаемой части замкнутой Вселенной (Римана) близко к плоскому. Так, риманово пространство в малом масштабе близко к плоскому (евклидову)

пространству (§ 4). С данных позиций *наблюдаемая расширяющаяся плоская Вселенная может являться частью циклической 3-мерной сферической Вселенной.*

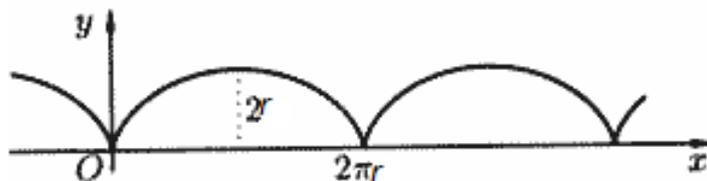


Рис. 3. График циклоиды

Параметр  $\alpha = 2\pi t/T$  ( $T$  – период Вселенной) (§ 4) по окончании фазы расширения Вселенной  $0 \leq t \leq T/2$  при  $\alpha = \pi$ ;  $\cos \pi = -1$ , т.е. она достигает максимального размера  $R = 2R_m$ . В этой фазе наблюдатель увидит *половину потенциально наблюдаемого пространства* циклической Вселенной.

Напомним, что в модели циклической Вселенной пространство разделяется на наблюдаемую и потенциально наблюдаемую области (§ 4). Так, при круговой частоте  $\omega = 2\pi/T$  за время  $t = T/2$  свет в каждую из сторон сферического пространства пройдет расстояние  $\omega t$ , что соответствует половине окружности радиусом  $2\pi R$  (как прямой в сферической геометрии).

В молодой Вселенной при  $t \ll T$  параметр  $\alpha = 2\pi t/T$  мал:  $\alpha \ll 1$ , т.е.  $\cos \alpha \approx 1 - \alpha^2/2$  [2, с. 593] согласно разложению в ряд Тейлора [2, с. 578] при  $R \approx 2R_m(\pi t/T)^2$ . При зависимости  $R \sim t^2$  *молодая Вселенная может расширяться ускоренно*, а не линейно, как в современный период согласно закону Хаббла  $R \sim t$  (с эпохи образования галактик). Согласно принятым представлениям, скорость расширения ранней Вселенной (в эпоху радиационного доминирования) превышала современную [4, с. 477].

Напомним, что эпоха радиационного доминирования согласно СКМ приходилась на период  $z > 10^4$  [11, с. 553], что соответствует очень малому промежутку времени в сравнении с периодом линейного расширения галактик в пределах  $z \leq 1$  [12] (§ 2), возможно  $z \leq 2$  [7] (§ 5), т.е. *циклоида описывает характер эволюции Вселенной лишь приближенно.*

Пространство за горизонтом расширяющейся Метагалактики может быть описано посредством *мнимых чисел*. Коэффициенты псевдоримановой метрики допускают мнимые расстояния, но описание всего пространственно-временного многообразия событий «невозможно (поскольку наличие поля тяготения математически выражается в кривизне псевдориманова пространства)» [2, с. 531].

В связи с проблемой учета расстояний за горизонтом Метагалактики (мнимых), рассмотрим *модель Вселенной постоянной массы и переменной плотности*. Так, введение горизонта возможно относительно наблюдателя. В нестационарной Вселенной гравитационный радиус определяется ее массой или плотностью. *Нестационарная сферическая Вселенная может быть описана посредством массы видимой и невидимой наблюдателю областей.*

В силу законов сохранения полная масса замкнутой Вселенной  $M_0$  может быть постоянна. Согласно оценке (54), длительность фазы расширения и сжатия циклической Вселенной может быть сравнима. В данных условиях масса видимой наблюдателю части Вселенной  $M$  в квазистационарной фазе максимального расширения может быть сравнима с массой  $M_{im}$  невидимой области  $M \approx M_{im} \sim M_0/2$ . Масса видимой части циклической Вселенной пропорциональна радиусу горизонта  $M \sim R$  (10), т.е. с учетом максимального размера Метагалактики  $R = 2R_m$  из формулы (50) следует:

$$M = M_0(1 - \cos \alpha)/4, \quad (51)$$

где  $M_0$  – полная масса Вселенной.

В интервале  $1 \geq \cos \pi \geq -1$  масса Метагалактики (в пределах ее гравитационного радиуса) меняется в диапазоне  $0 \leq M \leq M_0/2$ .

Масса части Вселенной за пределами гравитационного радиуса  $M_{im} = M_0 - M$ , так что формула (51) сводится к виду:

$$M_{im} = M_0(3 + \cos \alpha)/4. \quad (52)$$

Масса части Вселенной за пределами гравитационного радиуса меняется в диапазоне  $M_0 \geq M_{im} \geq M_0/2$ . Из сравнения формул (51) и (52) следует, что для наблюдателя массы областей циклической Вселенной внутри горизонта и за его пределами меняются в противофазе.

При объеме 3-мерного сферического пространства  $V_s = 2\pi^2 R^3$  (34) полная масса замкнутой Вселенной  $M_0 = \rho_0 V_s$ :

$$M_0 = 2\pi^2 \rho_0 R_m^3, \quad (53)$$

где  $\rho_0$  – средняя плотность Вселенной максимального радиуса  $R_m$ .

Оценим период сжатия циклической Вселенной исходя из ее плотности на основе соотношения для коллапса однородного газового облака:

$$t_k = (3\pi/32\beta G\rho)^{1/2}, \quad (54)$$

где  $\beta$  – коэффициент, учитывающий компенсацию сил гравитации силами давления среды.

Для слабых сил давления  $\beta \sim 1$  [6, с. 529]. При современной критической плотности Вселенной  $\rho_c \sim 9 \cdot 10^{-30}$  г/см<sup>3</sup> в случае начала сжатия она коллапсирует за время  $t_k \approx 20$  млрд. лет.

Оценка (54) сравнима с современным возрастом Вселенной  $T \sim 13,8$  млрд. лет при постоянной Хаббла  $H_0 \sim 70$  км·с<sup>-1</sup>·Мпк<sup>-1</sup> [13] в условиях зависимости  $T = 2/(3H_0)$  и ближе к значению  $T \sim 20$  млрд. лет при зависимости  $T = 1/H_0$  (§ 2). Напомним, что по данным разных методов космохронологии возраст Вселенной  $T \sim 10 - 20$  млрд. лет [4, сс. 480-482].

В настоящее время скорость разбегания галактик линейно возрастает с расстоянием согласно закону Хаббла в пределах  $z \leq 1$  [12]. Если Вселенная циклическа и ее радиус описывает нелинейная зависимость  $R(T)$  (50), ее современный радиус существенно меньше максимального  $R < R_m$ , который может соответствовать ее минимальной плотности  $\rho'$  при зависимости  $R \sim 1/\sqrt{\rho}$  (§ 4) и большей длительности коллапса  $t_k'$  при зависимости  $t_k \sim 1/\sqrt{\rho}$  (54). Соответственно, если наша Вселенная является циклической, длительность фазы расширения Метагалактики больше ее современного возраста  $T' > T$ , из чего следует ограничение на период Вселенной  $T_v = T' + t_k' > 40$  млрд. лет.

## 10. Выводы

1. Пространственноподобная часть нестационарной 3-мерной плоской Вселенной (видимая наблюдателю) подобна черной дыре переменного радиуса и массы, однородно наполненной материей критической плотности. Показано, что *рост массы расширяющейся Метагалактики может происходить за счет охвата пространства за ее горизонтом*, ранее не наблюдавшегося из-за ограниченности скорости распространения светового сигнала, если вклад хаббловского расширения вдвое выше при соотношении между возрастом Вселенной и постоянной Хаббла  $T = 2/(3H_0)$ , используемом СКМ.

2. *Критическую плотность расширяющейся Вселенной определяет космологическая модель*. При отношении  $T = 1/H_0$ , принятом в классической космологии, критическая плотность Вселенной  $\rho_c = 3H_0^2/8\pi G$ . При  $T = 2/(3H_0)$  для стандартной космологической модели критическая плотность  $\rho_c' = 3H_0^2/32\pi G$ . Соотношение  $\rho_c/\rho_c' = 4$  актуализирует проблему *нормировки доли барионов и скрытой массы* Вселенной.

3. Акцентируется *отличие 3-мерного сферического пространства* (рассматриваемого в космологической модели Эйнштейна) *от 4-мерной плоскости Римана* (постулируемой в уравнении теории тяготения). Если на плоскости Римана две прямые пересекаются в одной точке, то на сфере два круга (играющие роль прямых в сферической геометрии) пересекаются в двух точках, так что противоположные точки на сфере не совпадают. Показано, что данное отличие моделей компенсирует  $\Lambda$  член, эквивалентный кривизне риманова пространства (в геометрической интерпретации).

4. Согласно Эйнштейну, однородность материи является необходимым условием сферичности пространства. При этом *в силу характера симметрии сферической Вселенной гравитация материи за горизонтом ее видимой области может компенсировать гравитацию материи в его пределах*, что является физической интерпретацией  $\Lambda$  члена.

5. Вселенная однородна в крупном масштабе и *неоднородна* в масштабе войдов. Исходя из динамического давления среды в области филаментов, оценена *плотность энергии межгалактической среды* в сопутствующей системе отсчета (связанной с галактиками)  $\epsilon v \sim 0,1$  эВ/см<sup>3</sup>, способная вызвать хаббловское расширение войдов.

6. Показано, что в условиях хаббловского расширения Вселенной при плотности энергии среды в локальных областях неоднородности материи  $\epsilon v$  (в сопутствующей системе отсчета) *плотность кинетической энергии среды* относительно наблюдателя растет пропорционально квадрату расстояния и постоянной Хаббла  $\epsilon \sim (rH_0)^2$ .

7. Сопряжение используемой в уравнении Ф-Р-У сопутствующей системы отсчета (связанной со средой) с системой отсчета связанной с наблюдателем, требует учета соответствующих граничных условий в области расширяющегося горизонта. Показано, что *критическая плотность энергии среды в области горизонта*  $\epsilon c \approx \rho_{sc}^2$  сопрягается с плотностью энергии межгалактической среды в войдах  $\epsilon v \approx \rho_{sv}^2$ , обуславливающих их хаббловское расширение со скоростью  $v = gvH_0$  при радиусе войдов  $gv$ .

8. Показано, что в силу ограниченности скорости распространения взаимодействий скоростью света в нестационарной Вселенной *материя в области горизонта не окажет давления на вещество внутри горизонта*. При этом Вселенную в плотной фазе сжатия аппроксимирует модель бесконечной плоской Вселенной, как один из вариантов уравнения Ф-Р-У.

9. Предложен критерий для оценки *температуры, при которой циклическая Вселенная прекратит сжатие за счет давления среды, содержащей барионы*  $T \leq c^2 m_p / k \approx 10^{13}$  К (в горячей фазе коллапса).

10. Рассмотрена проблема *упаковки барионов и фотонов в плотной плазме горячей Вселенной*, на основе чего оценена температура горячей Вселенной  $< 10^{10}$  К, при которой могли появиться фотоны космологического излучения, чья концентрация соответствует барионному числу. Рассмотрены альтернативные механизмы возникновения реликтовых фотонов, включая *тормозное излучение* высокотемпературной плазмы.

11. Показано, что присутствие в горячей Вселенной фотонов реликтового излучения понизит плотность вещества, что сместит известную *шкалу, связывающую плотность и температуру горячей Вселенной*. Как следствие, *повысится доля барионов исходя из обилия дейтерия* (если он имеет космологическое происхождение).

12. Рассмотрены аргументы в пользу циклической Вселенной. Показано, что *циклическая Вселенная воспроизведет крупномасштабную структуру неоднородности* плотности вещества (постулируемую в теории гравитационных неустойчивостей) вплоть до масштаба галактик и шаровых звездных скоплений, а также в виде зародышей первых звезд – сверхгигантов (эволюционирующих в нейтронные звезды), если в сжатой фазе Вселенная достигает плотности  $\leq 10^{18}$  г/см<sup>3</sup>, соответствующей температуре  $\leq 10^{13}$  К.

13. Если в сопутствующей системе отсчета циклическая сферическая Вселенная эволюционирует синхронно, то из-за задержки светового сигнала для наблюдателя ее полярные области находятся в *противофазе*, что представимо как *обращение времени*. На этой основе, исходя из СРТ теоремы, предложена альтернативная интерпретация *барионной асимметрии*.

14. В связи с проблемой учета расстояний (мнимых) за горизонтом Метагалактики рассмотрена модель *нестационарной Вселенной постоянной массы* (переменной плотности). Обоснована модель *циклической 3-мерной сферической Вселенной*, частью которой является квазиевклидово пространство Метагалактики. Частными случаями данной модели предстают квазистационарная 3-мерная сферическая Вселенная в фазе максимального расширения (космологическая модель Эйнштейна) и бесконечная 3-мерная плоская Вселенная в сверхплотной фазе сжатия (как аппроксимация плоской модели в уравнения Ф-Р-У).

## Литература

1. *А.М. Прохоров.* Физическая энциклопедия, т. 5. М.: Научное издательство «Большая Российская энциклопедия». – 1998.
2. *Ю.В. Прохоров.* Большой энциклопедический словарь. Математика. – М.: Научное издательство «Большая Российская энциклопедия». – 2000.
3. *С.Ю. Поройков.* Используемые в космологических моделях допущения и идеализации, ограничивающие описание удаленных областей Вселенной // Журнал естественнонаучных исследований. – 2022. – Т. 7. – № 3. – С. 32-47.
4. *А.М. Прохоров.* Физическая энциклопедия, т. 2. М.: Научное издательство «Большая Российская энциклопедия». – 1998.
5. *А.М. Прохоров.* Физическая энциклопедия, т. 4. М.: Научное издательство «Большая Российская энциклопедия». – 1994.
6. *А.М. Прохоров.* Физическая энциклопедия, т. 1. М.: Научное издательство «Большая Российская энциклопедия». – 1988.
7. *С.Ю. Поройков.* Расширение войдов и их субструктур под давлением космических лучей, рассеиваемых магнитным полем гало (корон) галактик // Журнал естественнонаучных исследований. – 2021. – Т. 6. – № 4. – С. 15-30.
8. *С.Ю. Поройков.* Допущения и идеализации, используемые в космологических моделях // Основания фундаментальной физики и математики: материалы VI Российской конференции (ОФФМ-2022) / под ред. Ю.С. Владимирова, В.А. Панчелюги – М.: РУДН. – 2022. – С. 223-227.
9. *Ю.С. Владимиров.* Геометрофизика. – М.: БИНОМ. – 2005.
10. *А.М. Прохоров.* Физический энциклопедический словарь. – М.: Советская энциклопедия. – 1983.
11. *А.М. Прохоров.* Физическая энциклопедия, т. 3. М.: Научное издательство «Большая Российская энциклопедия». – 1992.
12. J.T. Nielsen, A. Guffanti, S. Sarkar. Marginal evidence for cosmic acceleration from Type Ia supernovae // Scientific Reports. – 2016. – V. 6. – № 35596. – 8 pp.
13. R. Adam, et al. Planck 2015 results. I. Overview of products and scientific results // Astronomy and Astrophysics. – 2016. – V. 594. – A1. – 38 pp.
14. *Б.В. Вайнер. Ю.А. Щекинов.* Происхождение дейтерия // Успехи физических наук. – 1985. – Т. 146. – № 1 – С. 143-171.
15. M.H. Abdullah, A. Klypin, G. Wilson. Cosmological Constraints on  $\Omega_m$  and  $\sigma_8$  from Cluster Abundances Using the GalWCat19 Optical-spectroscopic SDSS Catalog // The Astrophysical Journal. – 2020. – V. 901:90. – № 2 – 8 pp.
16. S. Alam, et al. The clustering of galaxies in the completed SDSS-III Baryon Oscillation Spectroscopic Survey: cosmological analysis of the DR12 galaxy sample // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2017. – V. 470. – Is. 3. – P. 2617–2652.
17. J.-P. Macquart, J.X. Prochaska, M. McQuinn, K.W. Bannister, S. Bhandari, C.K. Day, A.T. Deller, R.D. Ekers, C.W. James, L. Marnoch, S. Osłowski, C. Phillips, S.D. Ryder, D.R. Scott, R.M. Shannon, N. Tejos. A census of baryons in the Universe from localized fast radio bursts // Nature. – 2020. – V. 581. – P. 391- 408.
18. *А. Эйнштейн.* Теория относительности. – Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика». – 2000.
19. M. Schmidt, D.P. Schneider, J.E. Gunn. Spectroscopic CCD Surveys for Quasars at Large Redshift.IV.Evolution of the Luminosity Function from Quasars Detected by Their Lyman-Alpha Emission //Astronomical Journal. – 1995. – V.110. – № 1. – P. 68-77.
20. C.J. Conselice, A. Wilkinson, K. Duncan, A. Mortlock. The evolution of galaxy number density at  $Z < 8$  and its implications // The Astrophysical Journal. – 2016. – V. 830:83. – № 2. – 17pp.

21. *С.Ю. Поройков. Вклад нейтронных звезд в скрытую массу // Журнал естественнонаучных исследований. – 2022. – Т. 7. – № 1. – С. 45-57.*
22. J.D. Bowman, A.E.E. Rogers, R.A. Monsalve, T.J. Mozdzen, N. Mahesh. An absorption profile centred at 78 megahertz in the sky-averaged spectrum // *Nature*. – 2018. – V. 555. – P. 67-70.
23. R.B. Tully, D. Pomarède, R. Graziani, H.M. Courtois, Y. Hoffman, E.J. Shaya. Cosmicflows-3: Cosmography of the Local Void // *The Astrophysical Journal* – 2019. – V 880:24. – № 1. – 14 pp.
24. V. Bromm, R.B. Larson. The First Stars // *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*. – 2004 – V. 42. – pp. 79-118.