

Расширение наблюдаемой Вселенной в условиях давления метагалактических космических лучей в войдах, рассеиваемых магнитным полем корон галактик в филаментах

Expansion of the observable Universe under the pressure of metagalactic cosmic rays in voids scattered by the magnetic field of galactic crowns in filaments

Поройков С.Ю.

Канд. физ.-мат. наук, Московский государственный университет 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

Наблюдаемая расширяющаяся квазиевклидова Вселенная представима как часть псевдориманова континуума – эволюционирующего во времени риманова пространства большего объема. В замкнутом на себя сферическом римановом пространстве без границ материя распределена однородно [1], так что гравитация различных областей взаимно компенсируется. В малом масштабе оно сводимо к плоскому евклидову пространству с однородным распределением материи. Подобная Вселенная может расширяться за счет расширения областей неоднородности материи. Крупномасштабную ячеисто-сетчатую структуру Вселенной формируют области неоднородности, чью гравитацию в масштабе войдов уравнивает давление на короны галактик в филаментах межгалактической среды с плотностью энергии $\sim 0,1$ эВ/см³ [2]. У метагалактических космических лучей в войдах, рассеиваемых магнитным полем корон галактик, плотность энергии сравнима $\sim 0,1$ эВ/см³ [3].

Ключевые слова: риманово пространство, космологический Λ член, крупномасштабная структура Вселенной.

Abstract

The observed expanding quasi-Euclidean Universe is represented as part of a pseudo-Riemannian continuum – a larger Riemannian space evolving in time. Matter is distributed uniformly in a self-enclosed spherical Riemannian space without boundaries [1], so the gravity of different regions is mutually compensated. It is reducible on a small scale to a flat Euclidean space with a uniform distribution of matter. Such Universe can expand by expanding the regions of heterogeneity of matter. The large-scale cellular-mesh structure of the Universe is formed by regions of inhomogeneity, whose gravity on the scale of voids will be balanced by the pressure of the intergalactic medium with an energy density of ~ 0.1 eV /cm³ on the crowns of galaxies in filaments [2]. Metagalactic cosmic rays in the voids, that the magnetic fields of the crowns of galaxies can scatter, have a similar energy density ~ 0.1 eV /cm³ [3].

Keywords: Riemannian space, cosmological Λ term, large-scale structure of the Universe

Стандартные космологические теории, начиная с моделей Эйнштейна и Фридмана, рассматривают *однородное* распределение материи во Вселенной. Наблюдаемая Вселенная практически однородна в масштабе $>10^2$ Мпк, составляющем $\sim 1\%$ радиуса ее горизонта. Вместе с тем, в масштабах войдов, формирующих крупномасштабную ячеисто-сетчатую структуру Вселенной, материя распределена *неоднородно*. Области неоднородности Вселенной являются войды, окруженные филаментами. Так, галактики, их группы и скопления образуют вытянутые нити – *филаменты*, формирующие трехмерную сетку. Между филаментами находятся *войды* (пустоты) масштаба ~ 50 Мпк – области, в которых практически отсутствуют галактики.

Гравитацию материи, содержащейся в войдах, уравнивает давление межгалактической среды на короны галактик в филаментах при плотности ее энергии $\sim 0,1$ эВ/см³ [2]. Сравнимую плотность энергии $\sim 0,1$ эВ/см³ имеют метагалактические космические лучи в войдах, которые способны рассеивать магнитные поля корон галактик [3]. Данная оценка на 4 порядка ниже оценки критической плотности энергии среды $\epsilon_c = \rho_{cc}^2 \sim 3 \cdot 10^3$ эВ/см³ согласно модели Фридмана (§ 1.1).

Подобная разница обусловлена тем, что плотность гравитационной энергии в области неоднородности материи, которую уравнивает давление среды (эквивалентное плотности ее энергии), пропорциональна квадрату радиуса данной области $\epsilon \sim R^2$. Так, модель Фридмана рассматривает Вселенную как глобальную неоднородность материи (§ 1.1).

Фридман рассматривает пространственноподобную область Вселенной, не учитывая времениподобную составляющую за ее горизонтом. При этом модель Фридмана, предполагающая, что расширение Вселенной обусловлено *давлением среды* (ассоциируемым с так называемой «темной энергией»), сталкивается с проблемой роста ее массы, пропорциональной радиусу горизонта $M \sim R$ при его расширении. При этом рассматриваемые в качестве кандидатов на роль носителей так называемой «темной энергии» *слабовзаимодействующие частицы из-за чрезвычайно малого сечения не создадут сколько-нибудь заметное давление в разреженной межгалактической среде* (§ 1.1).

При анализе механизма расширения Вселенной следует учитывать особенность распределения материи в полностью *симметричном* римановом пространстве. Напомним, что теория тяготения в виде *общей теории относительности* (ОТО) разработана Эйнштейном для статического «трехмерного сферического пространства», которое «конечно (т.е. имеет конечный объем), но не имеет границ» [1, с. 198]. Конечность пространства подразумевает его замкнутость вдоль любого направления, при котором гравитация противоположных областей, симметричных относительно наблюдателя, взаимно компенсируется. Данный фактор Эйнштейн учел добавлением в уравнения поля *космологического Λ члена*, который по его собственному признанию, «не следует из теории» [1, с. 212].

Действительно, исследование псевдориманова пространства показало, что описание всего пространственно-временного многообразия событий «невозможно (поскольку наличие поля тяготения математически выражается в кривизне псевдориманова пространства)» [4, с. 531]. Как иллюстрация может быть рассмотрено решение Шварцшильда для системы черная дыра в вакууме (как область неоднородности материи). При достижении радиальной координатой гравитационного радиуса черной дыры гравитационный потенциал стремится к бесконечности [5, с. 55], что трактуется как смена характера радиальной координаты: переход от *пространственноподобной* координаты к *времениподобной* [5, с. 56]. Смену характера координат при пересечении горизонта событий черной дыры наглядно иллюстрирует известная диаграмма *Крускала*, так что в подобной координатной системе пространство Шварцшильда оказывается продолженным.

Ввиду невозможности вывода Λ члена из уравнений теории тяготения, Эйнштейн фактически обосновывает его *принципом Маха*, выражающим зависимость гравитационного поля в локальной области от общего распределения масс во Вселенной: «Мысль Маха находит свое полное развитие в общей теории относительности. Согласно этой теории метрические свой-

ства пространственно-временного континуума в окрестности отдельных пространственно-временных точек различны и зависят от распределения материи вне рассматриваемой области» [1, с. 221].

Обоснование введения космологического Λ члена возможно с позиции *геометрического подхода*. Так, размерность Λ члена (см^{-2}) соответствует отрицательной *кривизне* пространства римановой Вселенной $\Lambda = -1/R^2$ радиуса R ; в псевдоримановой Вселенной член $\Lambda = 1/(\text{ict})^2$ соответствует отрицательной кривизне пространства в области горизонта относительно наблюдателя. При этом раскрывается *физический смысл Λ члена как искривления пространства в области горизонта* (относительно наблюдателя) *гравитацией материи, относящейся к времениподобному континууму*, т.е. находящейся за пределами гравитационного радиуса Вселенной, определяемого ее средней плотностью (§ 2.4).

Конечность, т.е. замкнутость статического пространства, обеспечивает его *положительная* кривизна, присущая геометрии *Римана*. Так, по расчетам Эйнштейна «при равномерно распределенной материи мир с необходимостью должен быть сферическим (или эллиптическим)» [1, с. 199]. Впоследствии было показано, что если распределение масс во Вселенной равномерно, то пространство имеет геометрию *Лобачевского* [4, с. 327]. Тем самым, геометрия Лобачевского нашла свое приложение как в *специальной теории относительности* (СТО) в виде «пространства скоростей», так и в ОТО. Напомним, что в противоположность сферической (эллиптической) геометрии Римана *положительной* кривизны, гиперболическая геометрия Лобачевского имеет *отрицательную* кривизну; при этом обе эти геометрии составляют *риманову* геометрию (§ 2).

Бесконечный объем пространства отрицательной кривизны реализуем при *бесконечности граничных условий*. При этом пространство Лобачевского может «сшивать» замкнутое пространство Римана воедино за пределами его горизонта, так что в целом подобное *двухсоставное* пространство окажется *конечным*, но без границ. Соответственно, подобная двухсоставная замкнутая на себя риманова Вселенная без границ может быть *конечной* (§ 2).

ОТО и СТО совмещаются в рамках *псевдориманова* пространства, которое описывают обе геометрии. Замкнутая на себя псевдориманова Вселенная без границ включает пространственноподобную область (положительной кривизны) и времениподобную область (отрицательной кривизны), разделенные нулевым интервалом, что позволяет совместить две дополняющие друг друга геометрии Римана и Лобачевского. Подобное разделение единого пространства на составные части происходит в области горизонта относительно наблюдателя.

Как уже отмечалось выше, Λ член не выводится из уравнений тяготения, поскольку полное описание многообразия событий в рамках уравнений тяготения невозможно. В связи с невозможностью полного описания многообразия событий при решении уравнений тяготения традиционно ограничиваются *пространственноподобной* метрикой, не рассматривая ее *времяподобную* часть. Это приводит к потере решения, симметричного относительно горизонта (в каждой точке касательной к нему плоскости), соотносящегося с нулевым (светоподобным) интервалом.

Так, диаметрально противоположные точки на сферической поверхности Римана (включая 3-мерное сферическое пространство) условно принимаются в качестве одной точки [4, с. 528]. Данная *математическая* операция (сопряженная с выбором граничных условий) игнорирует половину *физического* пространства. Соответственно, учитывается лишь гравитация материи, находящаяся в пределах горизонта событий без учета влияния материи, находящейся за ним. При этом вместо *однородного* распределения материи, присущего сферическому риманову пространству, рассматриваются области ее неоднородного распределения, иллюстрацией чего является решение в метрике Шварцшильда для черной дыры в вакууме, учитывающей соответствующие граничные условия (§ 2.1).

Анализ особенностей топологии риманова пространства показывает, что если Вселенная риманова, то ее *пространственноподобная* область сопряжена с *времяподобной* областью за горизонтом. С каждой точкой римановой Вселенной соотносима *полярная точка* за ее горизонтом, зеркальная относительно каждой точки касательной плоскости к данному гори-

зонту. Так, на сферической поверхности, включая 3-мерное сферическое пространство Римана, присутствуют пары диаметрально противоположных точек [4, с. 528], представимых в виде полярных (сопряженных) точек, чья *гравитация взаимно компенсируется*. В 3-мерном сферическом пространстве одна полярная точка соотносится с пространственноподобным интервалом, другая – с времениподобным (§ 2.2).

В расширяющейся Вселенной (псевдоримановой) времениподобная область не наблюдаема из-за *задержки распространения светового сигнала*. При этом гравитацию ненаблюдаемой Вселенной в области ее горизонта компенсирует гравитация наблюдаемой области, что эквивалентно введению Λ члена в уравнения тяготения (§ 2.2).

Сферическая Вселенная с однородным распределением материи в малом масштабе сводима к плоскому евклидову пространству с однородным распределением материи. Так, по определению, в малых областях риманова пространства приближенно имеет место евклидова геометрия [4, с. 528]. При однородном крупномасштабном распределении материи в наблюдаемой квазиевклидовой Вселенной проблема ее расширения сводится к рассмотрению факторов расширения областей ее *неоднородности*, т.е. войдов. В больших масштабах материя распределена *однородно*, так что в замкнутой на себя римановой Вселенной без границ гравитация объектов взаимно компенсируется (§ 3).

Тем самым, совмещение идей Эйнштейна и Фридмана, т.е. учет Λ члена (имеющего размерность кривизны однородной римановой Вселенной) и *давления среды* (эквивалента плотности энергии) в областях неоднородности материи, позволяет предложить адекватное описание наблюдаемого расширения Вселенной, обладающей крупномасштабной структурой.

1. Проблемы, возникающие в известных космологических моделях

Первые космологические модели Эйнштейна и Фридмана, равно как и предложенные позже модели Вселенной, обладающей нетривиальной топологией или внутренней динамикой (вращением), сталкиваются со сложностью их экспериментального подтверждения, а также факторами ограничения размерности физического пространства-времени.

1.1. Модели Эйнштейна и Фридмана

В дискуссии Эйнштейна с Фридманом «о структуре пространства в больших областях (космологическая проблема)» [1, с. 212] обсуждается механизм обеспечения *однородного* распределения материи во Вселенной. Эйнштейн с позиции ОТО рассматривает стационарную Вселенную в рамках 3-мерного сферического риманова пространства (§ 2.1), в которой однородность материи обеспечивается путем введения космологического Λ члена (с размерностью кривизны риманова пространства), компенсирующего гравитацию материи. В модели Фридмана, развитой в рамках 4-мерного псевдориманова континуума СТО однородность материи обеспечивает давление среды, способствующее расширению Вселенной (§ 2.2).

Решения уравнений теории тяготения в рамках модели Фридмана предсказывают значительную критическую плотность энергии современной Вселенной. Согласно данной модели однородное распределение материи во Вселенной в границах космологического горизонта, определяемого ее средней плотностью, обеспечит *давление среды*, ассоциируемое с так называемой «темной энергией» плотностью:

$$\varepsilon_c = \rho_{cc} c^2, \quad (1)$$

где ρ_c – критическая плотность Вселенной; c – скорость света.

При $\rho_c \sim 5 \cdot 10^{-30}$ г/см³ [6, с. 347] критическое давление для современной Вселенной эквивалентно плотности энергии $\varepsilon_c \approx 3 \cdot 10^3$ эВ/см³. Аналогичная оценка $\varepsilon_c \sim 3 \cdot 10^3$ эВ/см³ (29) может быть получена исходя из радиуса Вселенной как глобальной неоднородности материи, если все излучение рассеивается в пределах ее горизонта (§ 3). Для сравнения, плотность энергии микроволнового фона 0,25 эВ/см³ [8, с. 135], что на 4 порядка ниже.

В данном контексте выдвинуты гипотезы «ложного вакуума» или «вакуумоподобного состояния», создающего давление в межгалактической среде [7, с. 479]. Однако, несмотря на значительные усилия, направленные на поиск соответствующих физических носителей так называемой «темной энергии», они до настоящего времени не обнаружены, во всяком случае, в достаточном для расширения Вселенной объеме (если учитывать вклад нейтрино).

Теории супергравитации, суперструн и др. предсказывают существование слабозаимодействующих частиц, которые могут входить в состав *скрытой массы*. В качестве подобных частиц наиболее часто рассматриваются аксионы и нейтрино [9, с. 550]. Подобные электрически нейтральные частицы не взаимодействуют с электромагнитным полем и слабо рассеиваются как друг на друге, так и на частицах обычного вещества. Из-за низкого сечения подобные частицы окажут чрезвычайно слабое давление на среду, даже если плотность их энергии сравнима с критической.

В этой связи критерий (1) может быть дополнен условием (2), учитывающим рассеяние межгалактической средой частиц, существующих в виде излучения, ответственного за расширение Вселенной. Так, излучение с плотностью энергии ϵ создаст давление $p = \epsilon\eta$, где η – коэффициент его рассеяния средой. В случае Вселенной радиусом R_v коэффициент рассеяния излучения $\eta = l_0/R_v$, где l_0 – оптическая толщина среды по рассеянию излучения. Излучение создаст заметное давление в межгалактической среде, если ее оптическая толщина по рассеянию излучения не превышает радиус Вселенной $l_0 < R_v$. При средней концентрации частиц в ионизированной межгалактической среде (содержащей барионы и электроны) $n \sim \rho c/m_p$ из соотношения $l_0 = 1/n\sigma_0$ следует ограничение на сечение рассеяния частиц (в виде излучения), которые ответственны за расширение Вселенной:

$$\sigma_0 > m_p/\rho c R_v, \quad (2)$$

где m_p – масса протона.

При $R_v \sim 4 \cdot 10^{28}$ см; $\rho c \sim 5 \cdot 10^{-30}$ г/см³ [6, с. 347] сечение частиц $\sigma_0 > 10^{-23}$ см², что как минимум на порядок выше томсоновского сечения электрона $\sigma_t = 6,7 \cdot 10^{-25}$ см². Для сравнения, максимальное сечение рассеяния электрически нейтральных *нейтрино* на нуклонах и электронах $\sigma_n \leq 10^{-32}$ см² [8, с. 263], на 9 порядков меньше критического. *Аксионы* (гипотетические нейтральные частицы) также очень слабо взаимодействуют с веществом [6, с. 36].

Отметим, что в силу *электрической нейтральности* данные частицы не рассеиваются магнитным полем и не могут оказать давление на галактики и их короны за счет рассеяния их магнитным полем, в отличие, например, от космических лучей (преимущественно протонов). *Слабозаимодействующие частицы не решают проблему наблюдаемого расширения Вселенной*, даже если плотность их энергии достигает критической.

Эйнштейн в рамках ОТО рассматривает *стационарную* Вселенную постоянного объема и массы соответственно. Однако с учетом данных Хаббла он соглашается с Фридманом, что «теория требует расширения пространства» [1, с. 213], что реализуемо в эволюционирующем во времени псевдоримановом континууме. В то же время, в отличие от концепции Эйнштейна, теория Фридмана сталкивается с *проблемой роста массы расширяющейся Вселенной*.

Вселенная Фридмана содержит материю в пределах космологического горизонта, чей гравитационный радиус определяется плотностью среды, за которым наличие вещества не предполагается, т.е. такая Вселенная является глобальной *неоднородностью* материи, подобно черной дыре.

Согласно ОТО материальные объекты могут иметь гравитационный радиус. По определению, «гравитационный радиус – радиус сферы, на которой сила тяготения, создаваемая сферической не вращающейся *массой, целиком лежащей внутри сферы*, стремится к бесконечности» [4, с. 532]:

$$R_g = 2Gm/c^2, \quad (3)$$

где G – гравитационная постоянная; m – масса тела.

Согласно формуле (3) гравитационный радиус пропорционален массе тела $R_g \sim m$. Соответственно, расширение космологического горизонта Вселенной (подобно горизонту черной дыры) возможно с ростом массы заключенной в ней материи при снижении ее плотности $\rho \sim 1/R_g^2$. Эйнштейн обходит эту проблему, рассматривая стационарную Вселенную постоянного объема (и массы). Вместе с тем, наблюдаемое расширение Вселенной требует решения данного вопроса.

Так, предложены модели Вселенной постоянной массы, обладающей внутренней динамикой (вращением), но они не находят экспериментального подтверждения (§ 1.2). Как альтернатива, в рамках геометрического подхода рассматривается псевдориманова Вселенная, рост массы которой в пределах наблюдаемого горизонта обеспечивает его расширение на ненаблюдаемую часть (за горизонтом) в условиях ограниченности скорости распространения взаимодействий скоростью света (§ 2.2).

Теория раздувающейся Вселенной предполагает существование изначального вакуумоподобного состояния пространства, заполненного достаточно однородным медленно меняющимся *скалярным полем* (Хиггса). При этом предполагается, что расширение Вселенной не приводит к убыванию энергии постоянного скалярного поля, поскольку его тензор энергии импульса пропорционален метрическому тензору [9, с. 240].

Вместе с тем, скалярное поле, возникающее лишь в эпоху инфляции, не объясняет рост массы современной Вселенной, позволяющей расширяться ее горизонту. Открытым остается вопрос о возможности обратного перехода массы периодической Вселенной в фазе ее сжатия в вакуумоподобное состояние. При этом гипотеза «ложного вакуума» или «вакуумоподобного состояния», используемая в современной космологии [7, с. 479], требует экспериментального подтверждения. Кроме того, требуется прояснение физической природы подобных состояний материи и источника его энергии.

1.2. Модели с нетривиальной топологией или внутренней динамикой

Исследованы модели пространств, обладающих нетривиальной топологией или внутренней динамикой (вращением). Напомним, что применимость вращения к ОТО впервые была показана *Картаном* и нашла свое отражение в теории Эйнштейна-Картана. Изучен целый набор решений уравнений поля Эйнштейна, известных как космология Бьянки, включая модели, предполагающие вращение Вселенной [10]. Рассматриваются модели торообразной Вселенной, например, модель пространственно однородного мира с топологией 3-тора, допускающая возможность квантового рождения Вселенной [11]. В русле данных подходов предложена Ψ -модель квазисферы с непрерывным потоком массы с тороподобной особенностью на полюсах и оси [12], предполагающая вращение коллапсирующей области; при этом силы инерции способствуют ее последующему расширению.

Вместе с тем, из-за динамического трения, возникающего при вращении областей неоднородности материи (в межгалактической среде), период колебаний должен затухать. Кроме того, перемещение потоков материи в молодой Вселенной может проявиться в анизотропии реликтового излучения. Однако согласно данным работы [13] изотропия температуры микроволнового фона и ее поляризации могут соответствовать модам, связанным с завихренностью и растяжением областей Вселенной с весьма малой вероятностью $8 \cdot 10^{-6}$. В то же время, в работе [13] не учитываются факторы, способные снизить вклад подобных мод, включая рассеяние фотонов микроволнового фона на свободных электронах межгалактической среды, ионизованной в эпоху вторичного разогрева газа при $z \sim 17$ (§ 4.3).

1.3. Многомерные модели с числом размерностей ≥ 5

Исторически первой многомерной моделью, размерность пространства которого превышает размерность ОТО, является 5-мерная модель *Калуцы-Клейна*, предложенная еще в 20-х годах прошлого столетия. К числу известных 5-мерных космологических моделей относится

пространство-время *Де Ситтера* – искривленное 4-мерное пространство (псевдосфера) в 5-мерном псевдоевклидовом пространстве. К настоящему времени разработано значительное число моделей с более высокой размерностью пространства. К их числу относятся теории *супергравитации*, *суперструн* и пр. [5].

Вместе с тем, условие адекватного описания физического мира накладывает ограничение на максимальное число допустимых размерностей (соответствующих им алгебр). Так, например, согласно теореме *Фробениуса* размерность алгебр без делителей нуля, имеющих физический смысл, может принимать ограниченный набор значений $n = 1, 2, 4$ или 8 , исчерпываясь полем действительных и комплексных чисел, а также телом кватернионов и октав (алгеброй Кэли) [4, с. 157]. Напомним, что отсутствие делителей нуля означает наличие в алгебре однозначного деления, как необходимого условия выполнения законов физики.

К числу других факторов, ограничивающих размерность пространства-времени 4-мерным многообразием, в том числе относятся [5, с. 271]:

1. Атомы устойчивы лишь в пространстве-времени при числе измерений $n \leq 4$.
2. Круговые орбиты тел устойчивы в ньютоновом гравитационном поле при $n \leq 4$.
3. Уравнения Максвелла конформно инвариантны лишь в 4-мерном пространстве-времени.
4. Квантовая электродинамика неперенормируема при $n \geq 4$.

Следует учесть, что дополнительные размерности могут быть неравноправны по отношению к четырем классическим, что снимает ряд ограничений [5, с. 271]. Например, дополнительные размерности могут проявляться в микро- или макромасштабе, несопоставимом с характерным масштабом рассмотренных выше физических процессов. Так, квантовая механика в микромасштабе допускает *обращение времени* (СРТ – теорема) [8, с. 391].

2. Основные свойства общей римановой геометрии

Теория относительности развита в рамках неевклидовой *римановой* геометрии, включающей сферическую (эллиптическую) геометрию *Римана* и гиперболическую геометрию *Лобачевского*. Риманово пространство (в отличие от евклидова) обладает *кривизной*:

$$k = 1/R^2, \quad (4)$$

где R – радиус кривизны [4, с. 528].

Пространство Римана имеет *положительную* кривизну $k = 1/R^2$ (например, сфера); пространство Лобачевского имеет *отрицательную* кривизну $k = -1/R^2$ (например, псевдосфера); евклидово пространство имеет *нулевую* кривизну. В геометрии Евклида сумма углов треугольника равна двум прямым, т.е. π ; в геометрии Лобачевского сумма внутренних углов треугольника меньше π ; в геометрии Римана π [4, с. 398]. Данные геометрии являются частными случаями общей римановой геометрии (не путать с геометрией Римана) [4, с. 530].

В зависимости от значения k космологические модели имеют различные геометрические свойства. Модели, соответствующие $k < 0$, когда пространство (бесконечного объема) имеет постоянную отрицательную кривизну, называют *открытыми*. Модели при $k > 0$ в пространстве постоянной положительной кривизны (конечного объема) называют *замкнутыми* (замкнутыми). При $k = 0$ пространство евклидово (бесконечного объема) [4, с. 477] не замкнуто, как и при $k < 0$. Соответственно, если в геометриях Евклида и Лобачевского порядок точек на прямой является *линейным*, то в геометрии Римана порядок точек является *циклическим*, т.е. он подобен порядку в множестве точек на окружности [4, с. 397].

Отметим, что пространство отрицательной кривизны может иметь бесконечный объем в случае *бесконечности* граничных условий. Согласно универсальному правилу в физике, с реальным физическим объектом нельзя соотносить бесконечно большие величины [5, с. 57]. Исходя из данного фактора, сложно допустить бесконечность Вселенной. Так, пространство Лобачевского (отрицательной кривизны) может «сшивать» замкнутую область пространства Римана (положительной кривизны) за пределами его горизонта, так что в целом подобное

двухсоставное пространство окажется *конечным*. Соответственно, замкнутая на себя риманова Вселенная без границ может быть конечной.

Геометрия Лобачевского нашла свое приложение как в СТО (в виде «пространства скоростей»), так и в ОТО. Так, если распределение масс во Вселенной в космических масштабах равномерно, то пространство имеет геометрию Лобачевского [4, с. 327]. При этом геометрии Римана и Лобачевского дополняют друг друга в *псевдоримановом* пространстве, включающем пространственноподобную и времениподобную области. *Пространственноподобный* интервал соответствует геометрии Римана. *Времениподобный* – геометрии Лобачевского. Данные геометрии разделяет *нулевой* интервал, соответствующий геометрии Евклида в каждой точке касательной плоскости к данным искривленным пространствам. Так, в малом масштабе риманова геометрия сводится к евклидовой [4, с. 528].

2.1. Пространство Римана

Четвертое измерение, введенное в ОТО, которое обеспечивает переход от плоского трехмерного пространства к трехмерному сферическому, «растягивает» трехмерное пространство, увеличивая его объем. Объем сферы радиусом R в 3-мерном *евклидовом* пространстве:

$$V = 4\pi R^3/3. \quad (5)$$

Объем 3-мерного сферического пространства Римана аналогичного радиуса [1, с. 197]:

$$V_p = 2\pi^2 R^3. \quad (6)$$

В общем случае радиус подобного риманова пространства может зависеть от времени, так что оно имеет конечный объем $V_p = 2\pi^2 R^3(t)$ [7, с. 477]. Отношение объемов сфер в римановом и евклидовом пространстве:

$$V_p/V = 3\pi/2 \approx 4,71. \quad (7)$$

Согласно соотношению (7) 3-мерное сферическое пространство может вместить более четырех сфер обычного 3-мерного евклидова пространства.

Относительно наблюдателя, окруженного трехмерным евклидовым пространством, в области космологического горизонта пространство как бы «раздуется» и замкнется на себя, образуя пространство без границ. Подобный рост объема пространства алгебраически эквивалентен увеличению радиуса евклидовой Вселенной (имеющей границы) R в χ раз, где

$$\chi = (3\pi/2)^{1/3} \approx 1,68. \quad (8)$$

Движение в любом направлении в замкнутом на себя 3-мерном сферическом римановом пространстве приведет к возвращению в исходную точку. Вдоль каждой из *трех* координат подобного замкнутого на себя пространства без границ пройденный путь составит $2\pi r$. Для сравнения, пространство черной дыры в метрике Шварцшильда замкнуто по *двум* координатам при длине окружности $2\pi r$, где r является радиальной координатой, которая на расстоянии гравитационного радиуса $r = R_g$ меняет свой характер и становится времениподобной [5, с. 55-56]. Подобные свойства черной дыры, ограниченной гравитационным радиусом, отличает ее от риманова пространства без границ.

3-мерное сферическое пространство, *замкнутое по трем координатам*, является расширением 2-мерного сферического пространства, *замкнутого по двум координатам* и представимого в виде поверхности трехмерной сферы в 3-мерном евклидовом пространстве (рис. 1).

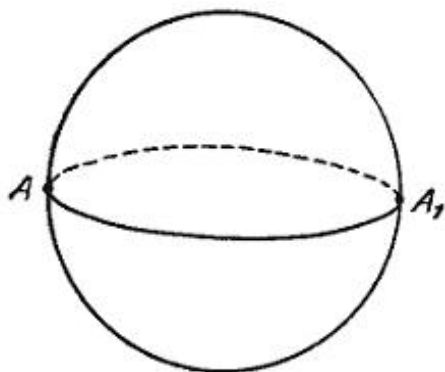


Рис. 1. Противоположные точки на сфере в геометрии Римана

Сферу в системе 3-х прямоугольных координат (x, y, z) описывает соотношение:

$$x^2 + y^2 + z^2 = R^2, \quad (9)$$

где R – радиус сферы.

Радиус сферы R характеризует кривизну 2-мерного сферического (риманова) пространства $k = 1/R^2$ (4). Со сферой (геометрической фигурой) соотносим физический объект – *горизонт черной дыры*. Его замкнутость по двум пространственным координатам позволяет ввести две полярные координаты, используемые в метрике Шварцшильда.

Рис. 1 иллюстрирует предложение, справедливое в геометрии Римана: *на сфере два больших круга (которые играют роль прямых в сферической геометрии) пересекаются в двух точках* [4, с. 528].

Вследствие замкнутости пространства Римана в нем образуются *пространственные петли*, так что объект может быть удален от наблюдателя на максимальное расстояние, равное половине ее длины $L/2$. Так, круги в сферической геометрии переходят в прямые на проективной плоскости. При этом два круга на сфере пересекаются в двух точках [4, с. 528], обозначенные на рис. 1 как точки A и $A1$. Вспышка излучения в источнике A , обогнув поверхность сферы, сфокусируется в диаметрально противоположной (полярной) точке $A1$. Продолжив распространение, излучение вернется к его источнику A , преодолев расстояние L и замкнув пространственную петлю.

В статичном сферическом пространстве сигнал вернется в исходную точку A с противоположной стороны. Из-за искривления пространства сферы диаметрально противоположная точка (объект) $A1$ будет наблюдаться из точки A с противоположных сторон, так что с позиции наблюдателя в данной точке, пространство вблизи которого близко к плоскому, проявится эффект «разрыва пространства» в виде его зеркального отражения от горизонта. Гравитационное взаимодействие распространяется вдоль траекторий световых лучей. Соответственно, гравитация объекта $A1$ также будет воздействовать на объект A с противоположных сторон, так что *в замкнутом сферическом пространстве гравитация тел взаимно компенсируется*.

Диаметрально противоположные точки на сферической поверхности Римана (включая 3-мерное сферическое пространство) условно принимаются в качестве одной точки [4, с. 528]. Условное принятие противоположных точек на сферической поверхности Римана в качестве одной точки, оправданное с математической точки зрения, связано с выбором соответствующих *граничных условий*. Как пример, объем 3-мерной сферы находится путем интегрирования по трем полярным координатам: по одной координате на угол от 0 до 2π ; по двум координатам от 0 до π [5, с. 81].

В физическом пространстве две полярные точки на сфере не являются одной точкой. Между тем стандартные решения уравнений теории тяготения предполагают те или иные ограничения на угол поворота некоторых координат, описывая тем самым области пространства, ограниченные горизонтом событий (космологическим горизонтом). Иллюстрацией яв-

ляется решение для черной дыры в метрике Шварцшильда, не замкнутое вдоль радиальной координаты [5, с. 54].

Поверхность сферы в 3-мерном евклидовом пространстве искривляет гравитация массы, расположенной внутри данной сферы, имеющей гравитационный центр, связанный с радиальной координатой, ортогональной касательной плоскости к поверхности сферы в каждой ее точке. При этом замкнутость данной радиальной координаты в 3-мерном сферическом пространстве обеспечит масса, расположенная за пределами наблюдаемого горизонта.

Исходя из свойств римановой геометрии может быть сформулирован следующий тезис: если наша Вселенная риманова, то *наблюдаемая (пространственноподобная) область Вселенной имеет сопряженную часть (временноподобную) за ее горизонтом, зеркальную относительно каждой точки касательной плоскости к нему*. При этом гравитация сопряженной Вселенной компенсирует гравитацию наблюдаемой Вселенной в области горизонта, что эквивалентно введению Λ члена в уравнения тяготения.

В качестве иллюстрации рассмотрим проекцию 3-мерного сферического пространства на плоскость (евклидову) (рис. 2). Так, два противоположных полушария на сферическом глобусе могут быть спроецированы на плоскость в виде карты мира (как два отдельных круга).

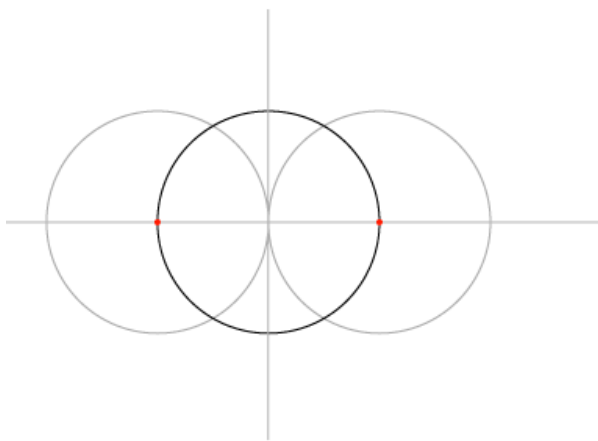


Рис. 2. Проекция трехмерного сферического пространства на плоскость

Изображенная на рис. 2 вертикальная прямая, касательная к двум кругам (соприкасающимся в одной точке), иллюстрирует основную теорему римановой геометрии, согласно которой *в достаточно малой окрестности любой точки риманово пространство совпадает (с точностью до величин высшего порядка малости) с касательной плоскостью в этой точке* [4, с. 528]. В геометрии Римана также справедливо следующее предложение: *плоскость не разделяет пространства* [4, с. 528], т.е. два круга, разделенные касательной (изображенные на рис. 2), являются проекциями различных областей единого риманова пространства.

Центры двух соприкасающихся кругов (выделены красным) являются *полярными* точками 3-мерного сферического пространства, т.е. лежат на диаметрально противоположных точках круга (выделен жирным). Два круга на сфере пересекаются в двух точках (рис. 1), т.е. две диаметрально противоположные точки (на горизонтальной линии) соприкасающихся кругов (внешних) – одна точка в рассматриваемом пространстве Римана.

По аналогии с 4-мерным континуумом (x, y, z, ict) псевдориманова пространства (§ 2.2), 3-мерное сферическое пространство можно описать в рамках 4-х пространственных координат (x, y, z, iR) , где координата iR , ортогональная прочим, задается соотношением:

$$R = (x^2 + y^2 + z^2)^{1/2}. \quad (10)$$

Напомним, что 3-мерное сферическое пространство реализуемо при однородном распределении материи критической плотности [1, с. 199] (не путать с черной дырой, за горизонтом которой материя отсутствует). Наблюдатель, находящийся в любой его точке (например, в центре левой окружности на рис. 2), как инерциальной системе отсчета, увидит конечное

сферическое пространство, ограниченное горизонтом. Если он направит луч света в выбранном им направлении (например, вверх или вниз), тем самым пометив его как радиальную координату, тот будет распространяться относительно него по прямой, пока не достигнет горизонта радиусом R .

Второй наблюдатель, удаленный от первого на расстояние R , т.е. находящийся в области горизонта (справа от него), увидит, что данный луч опишет окружность на сфере. Тем самым радиальная относительно первого наблюдателя координата станет для второго замкнутой. Достигнув максимального удаления от источника πR в диаметрально противоположной точке на сфере, луч вернется к своему источнику, пройдя расстояние $2\pi R$. При этом первый наблюдатель увидит, как луч света вернется к нему с противоположной стороны, что он воспримет как разрыв пространства, по аналогии с ранее рассмотренным случаем для поверхности сферы (рис. 1).

Если переместить второго наблюдателя в точку, максимально удаленную относительно первого (в центр правой окружности на рис. 2), он увидит, что луч света распространяется по прямой. Он может перехватить этот луч света или послать первому наблюдателю аналогичный сигнал. Из-за ограниченности скорости распространения сигнала скоростью света *временная задержка* составит $t = \pi R/c$. При этом наблюдатели увидят друг друга с противоположных сторон в условиях «разрыва пространства».

Четыре последовательных перемещения наблюдателя в область горизонта вернут его в исходную точку, что иллюстрируют две диаметрально противоположные точки, расположенные на горизонтальной линии (рис. 2). Каждое перемещение будет менять свойства пространственных координат, переходящих от радиальной «разорванной» к замкнутой. Сходную перестановку (смену характера) координат иллюстрирует известная диаграмма *Крускала*, используемая для наглядного представления свойств пространства-времени при пересечении горизонта событий черной дыры. Так, переход от одной инерциальной системы отсчета к другой в теории относительности описывают преобразования Лоренца, что соответствует вращению системы координат в четырехмерном мире [1, с. 205].

Рассмотренное выше 3-мерное сферическое пространство ОТО является статическим, т.е. Эйнштейн в рамках ОТО рассматривает *стационарную* Вселенную постоянного объема и массы соответственно. Отметим, что 3-мерное сферическое пространство замкнуто по 3-м пространственным координатам, но не замкнуто по 4-й координате (также пространственной). Геометрия замкнутого 3-мерного сферического пространства реализуема в 4-мерном евклидовом пространстве.

Вместе с тем, с 4-мерным евклидовым пространством трудно соотнести реальный физический объект. Эйнштейн отмечает, что согласно ОТО гравитация массы искажает пространство и время, т.е. «согласно общему принципу относительности, пространственно-временной континуум не может рассматриваться как евклидов» [1, с. 187]. Так, «скорость света всегда должна зависеть от координат, если присутствует гравитационное поле» [1, с. 187]. СТО же не учитывает гравитационное поле, т.е. распределение масс.

Эйнштейн показал, что СТО сопрягается с ОТО в рамках системы криволинейных (гауссовых) координат [1, с. 188]. Так, «уравнения поля допускают решение, в котором "радиус мира" зависит от времени (расширяющееся пространство)» [1, с. 212]; при этом риманово пространство переходит в *псевдориманово* [4, с. 531] (§ 2.2).

2.2. Псевдориманово пространство

Псевдориманово пространство задается в 4-мерном пространственно-временном континууме (x, y, z, ict) . Псевдориманова Вселенная имеет переменный радиус $R = ct$. Фиксируя определенный момент времени t_0 , соответствующий радиусу кривизны пространства $R = ct_0$, можно перейти к статическому 3-мерному сферическому пространству, где четвертая координата $ict = iR$ (§ 2.1).

Эйнштейн разработал СТО в рамках псевдориманова 4-мерного пространства-времени – многообразия событий. Многообразие событий в системе криволинейных (гауссовых) координат задано знаконеопределенной невырожденной квадратичной формой:

$$d\sigma^2 = g_{ik}dx^i dx^k, \quad (11)$$

($i, k = 0, 1, 2, 3$), где x^1, x^2, x^3 – пространственные координаты; x^0 – временная координата.

Коэффициенты данной «метрики», допускающей мнимые расстояния, характеризуют поле тяготения, играя роль потенциальных функций [4, с. 531]. Форма (11) в каждой точке пространства событий сводится к виду:

$$d\sigma^2 = dx^2 + dy^2 + dz^2 - d(ct)^2, \quad (12)$$

где x, y, z – пространственные координаты; t – время.

Физически такие (так называемые локально галилеевы) системы отсчета являются *свободно падающими* в поле тяготения. Отметим, что *ввести такую систему на всем пространственно-временном многообразии событий «невозможно* (поскольку наличие поля тяготения математически выражается в кривизне псевдориманова пространства)» [4, с. 531].

Псевдориманово 4-мерное пространство-время локально не замкнуто, однако оно замкнуто в макромасштабе. Замкнутость многообразия событий по 4-й координате (временной) реализуемо в *периодической* (пульсирующей) Вселенной, как это предусматривает одно из решений Фридмана.

Кинематика СТО связана с геометрией Лобачевского, соответствующей «пространству скоростей» [4, с. 326]. Так, равенство, соответствующее закону распространения света (со скоростью c) от времени t в виде сферы в пространстве с действительными координатами:

$$x^2 + y^2 + z^2 = c^2 t^2, \quad (13)$$

при делении на t^2 , т.е. для скоростей, дает:

$$v_x^2 + v_y^2 + v_z^2 = c^2. \quad (14)$$

Это уравнение сферы в «пространстве скоростей» с координатами v_x, v_y, v_z . Преобразования Лоренца сохраняют указанную сферу. Согласно модели Клейна в пространстве скоростей внутри сферы радиуса c , т.е. для скоростей, меньших скорости света (возможных согласно теории относительности), имеет место геометрия Лобачевского [4, с. 326].

«Радиус мира», по выражению Эйнштейна [1, с. 212], определяет 4-я временная координата, чьи свойства не тождественны трем пространственным координатам, что отражает расщепление $3 + 1$. Временная координата ict , являющаяся *скаляром*, строго говоря, не является самостоятельной пространственной координатой (представимой в виде *вектора*), поскольку зависит от трех пространственных координат, определяя соотношение между ними (2.2.1).

СТО рассматривает 4-мерное многообразие событий, где инвариантом служит квадрат четырехмерного *интервала* S^2 . В данном случае внутренней области сферы (рис. 1), чья поверхность расширяется со скоростью света, соответствует пространственноподобный интервал $S^2 < 0$; поверхности сферы – светоподобный интервал $S^2 = 0$; времениподобный интервал $S^2 > 0$ реализуем за пределами данной сферы.

Пространство Лобачевского, имеющее *отрицательную* кривизну, дополняет пространство Римана, имеющее *положительную* кривизну (§ 2). Данное обстоятельство позволяет замыкать псевдориманово пространство по всем трем пространственным координатам в пределах «радиуса мира», зависящего от временной координаты, т.е. в *периодической* (пульсирующей) Вселенной. Подобная замкнутость мира реализуема в рамках объединения пространственноподобного и времениподобного интервалов в единый континуум. Напомним, что подобное объединение *математически* является неразрешимой задачей [4, с. 531], однако единство двух данных континуумов может быть представлено *геометрически* в виде проекции расширяющегося 3-мерного сферического пространства на плоскость (рис. 2).

Рассмотрим эволюционирующее во времени 3-мерное сферическое пространство – четырехмерный псевдориманов континуум СТО. «Модель "статической" Вселенной приводила к замкнутому (конечному) пространству», – констатирует Эйнштейн. При этом он отмечает,

что «теория расширяющейся Вселенной ... не позволяет решить вопрос о том, является (трехмерное) пространство конечным или бесконечным» [1, с. 213].

Согласно универсальному правилу в физике, с физическим объектом нельзя соотнести *бесконечно* большие величины [5, с. 57], чему противоречит тезис о бесконечности Вселенной. Кроме того, плотность энергии излучения (способного создать давление в межгалактической среде) с учетом красного смещения падает с ростом радиуса Вселенной $\varepsilon \sim 1/R^4$, в то время как сила гравитации обратно пропорциональна квадрату расстояния $F_{gr} \sim 1/R^2$, что предполагает предстоящее торможение Вселенной (§ 3.2), т.е. ее переход в стационарное (квазистационарное) состояние. С учетом данных факторов может быть сформулирован *тезис I: Вселенная конечна*.

Как показано Фридманом, расширяющаяся Вселенная может расширяться бесконечно, либо быть периодической. Из чего, с учетом тезиса I, следует *тезис II: Псевдориманова Вселенная – периодическая*.

Статическая Вселенная имеет *постоянный объем и массу*. При этом гравитационный радиус пропорционален массе тела $R_g \sim m$ (3). С данных позиций расширение римановой Вселенной возможно при условии роста ее массы, что с учетом зависимости $V \sim R^3$ (5) соответствует снижению плотности наполняющей ее материи $\rho = m/V \sim 1/R^2$. Соответственно, сжатие (коллапс) Вселенной предполагает снижение ее массы. Решение проблемы роста массы расширяющейся Вселенной возможно в рамках двух подходов.

Подход 1. Масса Вселенной возрастает по мере ее расширения.

Подход 2. Масса периодической Вселенной постоянна и соответствует ее максимальному объему в фазе максимального расширения.

Первый подход использует теория раздувающейся Вселенной, которая предполагает существование «вакуумоподобного состояния» пространства, заполненного скалярным полем. Однако гипотеза «вакуумоподобного» состояния требует экспериментального подтверждения, а также прояснения его физической природы и источника энергии (§ 1.1).

Согласно второму подходу масса наблюдаемой расширяющейся области Вселенной (пространственноподобной) возрастает, а ненаблюдаемой области (времениподобной) снижается. В случае *периодической* Вселенной ее масса становится *потенциальной функцией*, т.е. масса наблюдаемой области Вселенной черпается из ее ненаблюдаемой области, как отражения ее прошлого или будущего состояния. Напомним, что коэффициенты квадратичной формы (11), описывающей многообразие событий, играют роль потенциальных функций [4, с. 531].

Так, из-за ограниченности скорости распространения взаимодействий скоростью света (согласно СТО) световой сигнал из полярной точки риманова пространства придет к наблюдателю с временной задержкой $t = \pi R/c$ (§ 2.1). Соответственно, задержка сигнала из области горизонта $t = R/c$. Из-за задержки сигнала в области горизонта расширяющейся Вселенной наблюдается ее прошлое состояние (фаза рождения).

Как уже отмечалось ранее, два круга на сфере (включая 3-мерную) пересекаются в двух полярных точках (§ 2.1). В условиях симметричности сферической Вселенной наблюдателя, находящиеся в полярных точках, в случае расширения Вселенной увидят расширение ее наблюдаемого горизонта. При этом относительно каждого из них другой наблюдатель окажется в противоположной фазе эволюции периодической Вселенной.

Соответственно, исходя из общих принципов *симметрии* пространственно-временных соотношений, как в теории относительности, так и в квантовой механике (СРТ – теорема), для псевдориманова пространства может быть сформулирован *тезис III: Полярные точки периодической псевдоримановой Вселенной* (относительно наблюдателя в каждой из них) *находятся в противоположных фазах ее эволюции* (времени).

Если относительно первого наблюдателя горизонт будет расширяться со скоростью света, то выпущенный им луч света не сможет достичь горизонта, т.е. наблюдатель, находящийся в сопряженной точке, не увидит посланный ему сигнал. Для второго наблюдателя, находящегося в области горизонта относительно первого (рис. 2), луч света застынет в области расши-

рящегося горизонта в виде дуги. Тем самым, в псевдоримановой Вселенной помимо наблюдаемой области существует ненаблюдаемая. Так, теория раздувающейся Вселенной (учитывающая модель Фридмана) предполагает, что за пределами современной наблюдаемой квазиевклидовой Вселенной присутствует область, ненаблюдаемая из-за искривления пространства [9, с. 241].

Отметим, что для сверхплотного состояния рождающейся горячей Вселенной понятие «наблюдаемая» область Вселенной носит достаточно условный характер. В силу разреженности межгалактической среды современная Вселенная прозрачна для всех видов излучения [3]. Для γ -квантов, имеющих высокую проникающую способность, Вселенная прозрачна вплоть до $z \sim 100$ [6, с. 404]. В модели Фридмана критическая плотность Вселенной пропорциональна квадрату красного смещения $\rho \sim z^2$, т.е. до эпохи рекомбинации ($z \sim 1500$) газ был непрозрачен для фотонов из-за их томсоновского рассеяния на свободных электронах.

Когда плотность Вселенной достигала плотности нейтронной звезды $n \sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ [8, с. 281], слабозаимодействующие нейтрино сечением $\sigma v \leq 10^{-32} \text{ см}^2$ [8, с. 263] могло поглотить вещество толщиной $l_0 = 1/n\sigma v \geq 10^{17} \text{ см}$ ($\geq 0,03 \text{ пк}$). Скорость распространения гравитации ограничивает скорость света, т.е. «наблюдаемый» горизонт рождающейся Вселенной ограничивала задержка в распространении гравитации от ненаблюдаемой области.

2.3. Физический смысл 4-й временной координаты

СТО Эйнштейна использует пространство Минковского, в котором мнимое время it предстает в виде пространственной координаты ict . Мнимая координата ict , используемая в СТО, также присутствует в псевдоримановой метрике, сопрягающей ОТО и СТО в системе гауссовых координат [1, с. 187-188]. Отметим, что с позиции геометрического подхода координата ict имеет ряд особенностей, что соответствует расщеплению $3 + 1$.

Во-первых, умножение пространственных координат (x, y, z) на мнимую единицу $i = \sqrt{-1}$ математически эквивалентно переходу к ортогональной координате, или повороту координаты на угол $\pi/2$ (в полярной системе координат).

Во-вторых, если пространственные координаты представимы в качестве векторов, имеющих определенные направления, то координата ict является скалярной величиной. Поскольку риманово пространство является сферическим, данная скалярная величина может характеризовать расширение пространства в области его горизонта (космологического), будучи представима в качестве скалярного поля.

В-третьих, четвертая координата ict , строго говоря, не является самостоятельной, поскольку зависит от трех пространственных координат, определяя соотношение между ними. Напомним, что скорость света в пространстве скоростей раскладывается по координатам $c^2 = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2$ (14). Соответственно, координата ict представима в виде:

$$ict = it(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)^{1/2}, \quad (15)$$

где $v_x = x/t$; $v_y = y/t$; $v_z = z/t$.

С учетом (14) форма (12) обретет вид:

$$d\sigma^2 = dx^2 + dy^2 + dz^2 - d[t^2(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)]. \quad (16)$$

С учетом (15) форма (16) в каждой точке пространства событий сводится к виду:

$$d\sigma^2 = dx^2 + dy^2 + dz^2 - d(x^2 + y^2 + z^2) = 0. \quad (17)$$

Равенство $d\sigma^2 = 0$ соответствует нулевому (светоподобному) интервалу, в котором события связаны световым лучом. Из (17) следует тождество $dx^2 + dy^2 + dz^2 = d(x^2 + y^2 + z^2)$, указывающее на связь между временной и пространственными координатами в псевдоримановом континууме.

Сходный вывод следует из анализа интервала. Напомним, что инвариантом СТО служит квадрат четырехмерного интервала S^2 , который является нормой в пространстве Минковского

го, описываемой действительными пространственными осями (обобщенной координатой \mathbf{r}), а также мнимой временной координатой ict :

$$S^2 = c^2(\Delta t)^2 - (\Delta \mathbf{r})^2, \quad (18)$$

где Δt и $\Delta \mathbf{r}$ – промежуток времени и пространственное расстояние между событиями [5, с. 160].

Выражение для нулевого (светоподобного) интервала ($S^2 = 0$) сводимо к уравнению сферы (9) переменного радиуса $R = ct$, в наиболее общем случае (в том числе в периодической Вселенной) зависящего от времени:

$$x^2 + y^2 + z^2 = R(t)^2. \quad (19)$$

Данное соотношение между координатами можно интерпретировать как *ограниченность трехмерного пространства координатой ict*.

Кривизну риманова пространства $k = 1/R^2$ (4) компенсирует космологический член $\Lambda = -k$ (§ 2.4). Если псевдориманова Вселенная относительно наблюдателя имеет радиус $R = ct$, это позволяет записать космологический член в виде $\Lambda = 1/(ict)^2$.

В силу *принципа относительности* все инерциальные системы отсчета эквивалентны. При смене системы отсчета в симметричном сферическом римановом пространстве (включая перемещение в область космологического горизонта) космологический горизонт окажется на аналогичном удалении, т.е. эффект расширения пространства в области космологического горизонта окажется оптическим. Сходную природу имеет эффект абберации света и видимой формы предметов в СТО [8, с. 497]. Данный пример иллюстрирует свойства четвертой координаты ict : она искривляет трехмерное пространство так, что оно изотропно «раздувается» в $3\pi/2$ раз (5), замыкаясь на себя и образуя пространство без границ.

2.4. Физический смысл космологического Λ члена

Необходимость введения Λ члена обусловлена тем, что уравнения ОТО описывают неполное многообразие псевдориманова пространства, которому присуще *однородное* распределение материи, а его часть, искривленную гравитацией материи, рассматриваемую как область *неоднородности*.

Так, исследованы решения уравнений ОТО, когда гравитация массивного тела искривляет пространство либо *внутри* его горизонта (решение Шварцшильда), либо *снаружи*, что выражается в искривлении траектории луча света. В предельном случае уравнения ОТО описывают *черную дыру в вакууме*. В подобной системе однородность распределения материи в пределах горизонта Вселенной, чей радиус определяется плотностью среды, поддерживается за счет введения космологического Λ члена [1, с. 212], либо давления среды по Фридману.

Согласно Эйнштейну *космологический член обеспечивает однородное распределение вещества* в римановой Вселенной [1, с. 212]. Применительно к Вселенной, ограниченной гравитационным радиусом, определяемым ее плотностью, Λ член *адаптирует уравнения ОТО к описанию сферического (риманова) пространства*.

В модели стационарной Вселенной Эйнштейна Λ член является константой. В *нестационарной Вселенной Λ член окажется переменной величиной*, зависящей от радиуса горизонта, определяемого плотностью среды. Например, когда плотность ранней горячей Вселенной была сравнима с плотностью нейтронной звезды $\sim 10^{15}$ г/см³, как и ее гравитационный радиус $R_v \sim R_{нз} \sim 10$ км [8, с. 281], то кривизна пространства $k \sim 1/R_{нз}^2 \sim 10^{-12}$ см⁻², что на 43 порядка выше наблюдаемого значения $|\Lambda| < 10^{-55}$ см⁻² для современной Вселенной [14, с. 774].

Уравнение гравитационного радиуса (3) при плотности материи ρ , заключенной в объеме ограниченной им сферы в 3-мерном евклидовом пространстве (5), представимо в виде:

$$1/Rg^2 = 8\pi G\rho/3c^2. \quad (20)$$

Согласно соотношению $k = 1/R^2$ (4) формула (20) описывает кривизну сферы, содержащей материю плотностью ρ . Если Λ член полностью компенсирует кривизну пространства ($k = 0$), из формулы (20) следует:

$$|\Lambda| = 8\pi G\rho/3c^2. \quad (21)$$

Согласно формуле (21) Λ член по абсолютной величине учитывает среднюю *плотность материи* в черной дыре.

В контексте модели Фридмана Λ член ассоциируют с *давлением среды*, соотносимым с плотностью ее энергии ϵ . При соотношении $\rho = \epsilon/c^2$, следующим из формулы (1), с учетом Λ члена кривизна пространства, наполненного материей критической плотности:

$$k = 8\pi G\epsilon/3c^4 + \Lambda. \quad (22)$$

При $k = 0$, что соответствует плоскому пространству, данная формула связывает Λ член с плотностью энергии среды $|\Lambda| = 8\pi G\epsilon/3c^4$.

Уравнение (20) для четырехмерного пространства ОТО записывается в тензорном виде. При этом уравнения тяготения Эйнштейна, связывающие величины g_{ik} с величинами, характеризующими материю, имеют вид:

$$R_{ik} - g_{ik}R/2 = 8\pi GT_{ik}/c^4, \quad (23)$$

где R_{ik} – тензор Риччи, выражающийся через g_{ik} , его первые и вторые производные по координатам; $R = R_{ik}g^{ik}$ при $g_{ik}g^{km} = \delta_{im}$; T_{ik} – тензор энергии импульса материи.

Форма (23) для 4-мерного пространства соответствует соотношению $\Lambda = 8\pi G\epsilon/c^4$ [7, с. 475], что в 3 раза больше соотношения $|\Lambda| = 8\pi G\epsilon/3c^4$, следующего из формулы (21) для 3-мерного пространства черной дыры. С учетом соотношения $\epsilon = 3c^2H_0^2/8\pi G$, где H_0 – постоянная Хаббла [7, с. 297], космологический член связан с постоянной Хаббла: $\Lambda = 3H_0^2/c^2$.

При положительной кривизне пространства $k > 0$, что соответствует замкнутому сферическому пространству, формула (23), записанная в тензорном виде, связывает Λ член с кривизной и плотностью энергии среды:

$$\Lambda = k - 8\pi G\epsilon/c^4. \quad (24)$$

Соответствующая Λ члену кривизна пространства *отрицательна*. Иначе вклад Λ члена дополнит гравитационный вклад материи наблюдаемой Вселенной. Согласно формуле (24) Λ член, обеспечивающий однородное распределение вещества в римановом пространстве, *компенсирует кривизну* пространства, привносимую гравитацией в области горизонта, чей радиус определяется средней плотностью ограниченной им материи, обеспечивая тем самым переход к плоскому евклидову пространству.

Λ член обретает *физический смысл* отрицательной кривизны пространства псевдоримановой Вселенной $\Lambda = 1/(\text{ict})^2$ в области горизонта, обусловленному присутствием за горизонтом материи той же средней плотностью, как и в пределах горизонта, гравитация которой компенсирует кривизну пространства, следующую из уравнений гравитационного поля.

Соответствующее Λ члену искривление пространства вызовет материя, находящаяся за границей гравитационного радиуса наблюдаемой Вселенной, как области неоднородности, чья плотность сравнима с плотностью внутри нее. Присутствие материи за пределами наблюдаемой Вселенной сложно как подтвердить, так и опровергнуть. Однако постулирование ограниченности мироздания гравитационным радиусом наблюдаемой Вселенной поднимает проблему: *что находится за горизонтом наблюдаемой Вселенной?*

Наблюдаемая величина $|\Lambda| < 10^{-55} \text{ см}^{-2}$ [14, с. 774] указывает на то, что кривизна пространства нашей Вселенной весьма мала, т.е. оно близко к плоскому евклидову пространству. Можно предположить, что наблюдаемая Вселенная – часть риманова мира. В данном контексте раскрывается *физический смысл космологического Λ члена как искривления пространства в области горизонта относительно наблюдателя гравитацией материи, находящейся за пределами гравитационного радиуса наблюдаемой Вселенной, определяемого ее средней плотностью.*

Если кривизну «внутренней» области объекта k , ограниченного гравитационным радиусом, компенсирует кривизна «внешнего» пространства, учитываемая Λ членом, то суммарная кривизна пространства окажется равна нулю: $k + \Lambda = 0$. При этом пространство, заполненное материей однородной плотности в любой системе отсчета, будет близко к евклидову, обладающему нулевой кривизной.

Постулирование Λ члена эквивалентно постулированию присутствия материи за гравитационным радиусом Вселенной, соответствующим ее наблюдаемой плотности. В силу малой величины Λ членом обычно пренебрегают, полагая $\Lambda = 0$ [14, с. 774], т.е. фактически переходят к описанию Вселенной подобной черной дыре, ограниченной гравитационным радиусом, за горизонтом которой материя отсутствует.

Строго говоря, ненаблюдаемая область пространства, дополняющая его наблюдаемую часть, гравитацию которой в соответствии с принципом Маха учитывает Λ член, является воображаемой (§ 4.5). Напомним, что подобная воображаемая область не описывается математическими методами, однако возможность ее учета находит свое обоснование в рамках *геометрического* подхода (§ 2.2). Отметим, что подобный подход используется не только в космологии, примером чего является диаграмма Крускала, но и в квантовой механике, что иллюстрируют известные диаграммы Фейнмана.

3. Расширение областей неоднородного распределения материи как фактор расширения однородной римановой Вселенной

Наблюдаемое пространственное распределение материи во Вселенной имеет локальные неоднородности (в масштабах войдов, скоплений и пр.) при *однородном* распределении в более крупном масштабе. По определению, в малых областях риманова пространства приближенно имеет место евклидова геометрия [4, с. 528]. Наблюдаемая Вселенная однородна в масштабе $>10^2$ Мпк при радиусе ее горизонта $\sim 10^4$ Мпк, т.е. в подобном масштабе риманово пространство почти не отличается от евклидова.

Гравитационный потенциал сферической области плоского евклидова пространства радиусом R , наполненной материей массой m :

$$U = Gm^2/R. \quad (25)$$

В случае однородного распределения материи в данной области ее масса $m = 4\pi\rho R^3/3$, так что формула (25) представима в виде:

$$U = 16G\pi^2\rho^2R^5/9, \quad (26)$$

где ρ – средняя плотность материи.

Энергия излучения в пределах данной сферы:

$$E\nu = 4\pi\varepsilon\nu R^3/3, \quad (27)$$

где $\varepsilon\nu$ – плотность энергии излучения.

Отношение гравитационного потенциала материи к энергии излучения пропорционально квадрату радиуса соответствующей области:

$$U/E\nu = 4G\pi(\rho R)^2/3\varepsilon\nu. \quad (28)$$

Если энергия излучения (рассеиваемого в границах сферы) уравновесит гравитационную энергию, чему соответствует соотношение $U/E\nu = 1$, то из формулы (28) следует критическая плотность энергии излучения:

$$\varepsilon c = 4G\pi(\rho R)^2/3\eta, \quad (29)$$

где $\eta \leq 1$ – коэффициент рассеяния излучения в границах сферы радиусом R .

Радиус войдов $R \sim 25$ Мпк; $\rho c \sim 5 \cdot 10^{-30}$ г/см³ [6, с. 347]. Если излучение рассеивается на границе войда ($\eta = 1$) параметр $\varepsilon c \approx 3 \cdot 10^{-2}$ эВ/см³.

Радиус Вселенной $R_v \sim 1,2 \cdot 10^4$ Мпк [6, с. 347]. Если все излучение рассеивается в пределах ее горизонта ($\eta = 1$), параметр $\varepsilon c \approx 3 \cdot 10^3$ эВ/см³, что согласуется с оценкой критической плотности энергии среды $3 \cdot 10^3$ эВ/см³ (1), следующей из модели Фридмана (§ 1.1).

Гравитационные неустойчивости (по Джинсу), развиваясь в *однородной* среде, приводят к образованию областей *неоднородного* распределения материи в том случае, если силы давления среды меньше сил гравитации [9, с. 163]. В условиях однородного крупномасштабного распределения материи в наблюдаемой квазиевклидовой Вселенной проблема ее расширения сводится к рассмотрению факторов расширения областей ее *неоднородного* распределения. Подобными областями являются ячейки – войды (рис. 3). Поскольку в больших масштабах материя распределена однородно, то гравитация окружающих, более удаленных ячеек взаимно компенсируется.

В границах войдов, образующих области неоднородности Вселенной, плотность энергии межгалактической среды, уравнивающая силу гравитационного притяжения содержащейся в ней материи за счет давления на плазму в *коронах галактик* (КГ) $\epsilon_0 \sim 0,1 \text{ эВ/см}^3$ [3] (§ 3.1), что на 4 порядка ниже оценки (1) согласно модели Фридмана.

Критическая плотность энергии межгалактической среды $\epsilon_0 \sim 0,1 \text{ эВ/см}^3$ примерно на порядок ниже, чем у галактических космических лучей 1 эВ/см^3 и газа в КГ $2 - 10 \text{ эВ/см}^3$ [3], что позволяет межгалактической среде оказывать на них давление. Подобно межзвездной среде, межгалактическая среда может содержать *космические лучи* (КЛ). Давление космических лучей на КГ реализуемо в условиях их рассеяния *магнитным полем* [3], чему способствуют местные группы карликовых галактик, имеющих собственные магнитные поля. Например, корона нашей галактики содержит около десятка карликовых галактик [15, с. 1224].

Целый ряд независимых оценок, основанных на анализе фонового космического излучения в рентгеновском, радио- и γ -диапазоне, а также энергетического спектра ультрарелятивистских КЛ указывает на плотность энергии метагалактических КЛ $\epsilon_{\text{кл}} \sim 0,1 \text{ эВ/см}^3$ [3], что соответствует критической плотности энергии среды в войдах $\epsilon_0 \sim 0,1 \text{ эВ/см}^3$ (§ 3.1).

Сравнимую плотность энергии $\epsilon_{\nu} \sim 0,25 \text{ эВ/см}^3$ имеет *микроволновое фоновое излучение* (МФИ) [8, с. 135], которое частично рассеивает горячий газ в КГ вследствие эффекта *Зельдовича – Сюняева*. Коэффициент рассеяния МФИ горячим газом КГ мал: $\theta_{\nu} \leq 0,3\%$ [3], т.е. вклад МФИ в формирование войдов за счет давления на корональный газ не существен: $\theta_{\nu}\epsilon_{\nu}/\epsilon_0 \leq 0,6\%$.

МФИ также может оказывать давление на короны массивных галактик и их скопления в филаментах за счет *гравитационной фокусировки* (линзирования), однако влияние данного фактора незначительно. Так, эффект гравитационной линзы обнаружен от пары идентичных квазаров QSO 0957 + 561 А, В, разнесенных всего на $\phi = 5,7''$ друг от друга [6, с. 524] при давлении на объект, линзирующий МФИ $4\epsilon_{\nu}/\phi\epsilon_0 \approx 1,6\%$ критического.

Давление газа в войдах на плазму КГ пренебрежимо мало. Ряд оценок, основанных на величине магнитного поля в войдах, способного удержать ионизованный газ, а также динамики его охлаждения с учетом излучения и расширения войдов с момента их формирования, ограничивают температуру газа в войдах $\leq 100 \text{ К}$ при плотности его энергии $\epsilon_{\text{гв}} \leq 10^{-8} \text{ эВ/см}^3$ [3], т.е. современный вклад давления газа войдов в их формирование $\epsilon_{\text{гв}}/\epsilon_0 \leq 10^{-7}$.

В данных условиях *расширение войдов объяснимо давлением метагалактических космических лучей на короны галактик, концентрирующихся в филаментах*. Физические носители так называемой «темной энергии» в достаточном для расширения Вселенной объеме до настоящего времени не обнаружены. При этом однородная в крупном масштабе наблюдаемая Вселенная расширяется в условиях компенсации гравитации материи ячеек, формирующих ее ячеисто-сетчатую структуру, давлением межгалактической среды. Данный факт свидетельствует в пользу того, что *топология Вселенной может соответствовать замкнутому на себя риманову (псевдориманову) пространству без границ*.

3.1 Формирование войдов под давлением метагалактических космических лучей на короны галактик в филаментах

В крупном масштабе >100 Мпк Вселенная однородна. В меньших масштабах ≤ 100 Мпк Вселенная обладает выраженной ячеисто-сетчатой структурой. При этом группы и скопления галактик образуют вытянутые нити – *филаменты*, которые формируют трехмерную сетку. Филаменты разделены *войдами* (пустотами) масштаба ~ 50 Мпк – областями, в которых практически отсутствуют галактики [6, с. 347] (рис. 3).

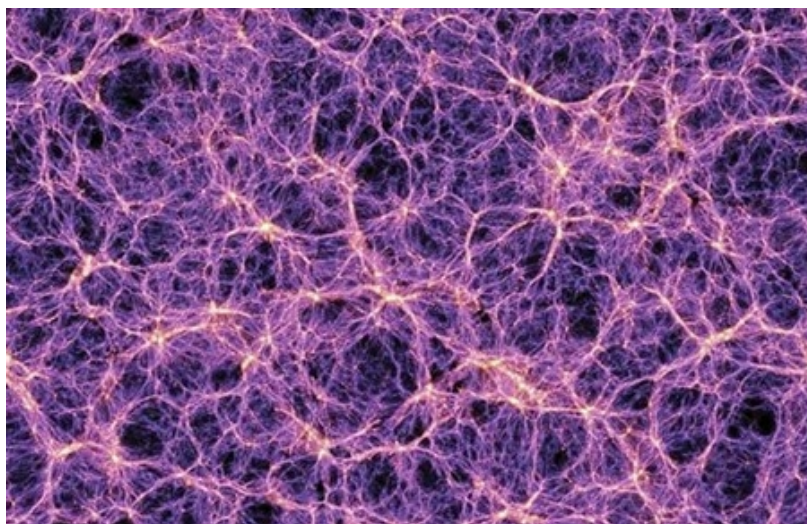


Рис. 3. Крупномасштабная ячеисто-сетчатая структура Вселенной

Направление дрейфа местной группы галактик отклоняется от направления гравитационного притяжения ближайшего сверхскопления Шепли. Эта особенность объяснима сравнимым по силе отталкиванием со стороны «аттрактора», расположенного в соседнем войде [16]. Отталкиванию местной группы может способствовать давление межгалактической среды со стороны *войда*, ассоциируемое с так называемой «темной энергией». Межгалактическая среда оказывает давление на КГ, на что указывает структура излучающих облаков радиогалактик, связываемая с динамическим сжатием их наружных областей при взаимодействии с межгалактической средой [9, с. 214].

В условиях однородного крупномасштабного распределения материи в наблюдаемой квазиевклидовой Вселенной проблема ее расширения сводится к рассмотрению факторов взаимного отталкивания областей ее *неоднородного* распределения. Подобными областями являются войды, окруженные филаментами (§ 3).

В *однородной* среде развиваются гравитационные неустойчивости с формированием областей ее *неоднородного* распределения, приводящие к гравитационному коллапсу, если силы давления среды меньше сил гравитации [6, с. 529]. Сила давления межгалактической среды на короны типичных галактик уравнивает силу гравитационного притяжения среды в войдах, формирующих крупномасштабную ячеисто-сетчатую структуру Вселенной при плотности ее энергии [2]:

$$\varepsilon_0 = 4Gm_p c R / 3\theta \Omega_c r^2, \quad (30)$$

где R – радиус войдов; r – радиус корон галактик; m – масса типичной галактики и ее короны; Ω_c – их массовая доля в массе Вселенной; θ – коэффициент рассеяния излучения коронами галактик.

В зависимости от типа рассеяния (упругого или неупругого) коэффициент рассеяния магнитосферой крупных космических объектов излучения в виде потока заряженных частиц $1 \leq$

$\theta \leq 2$ [8, с. 12]. В случае неупругого рассеяния (захвата) метагалактических КЛ магнитным полем КГ $\theta \sim 1$. Так, галактические КЛ удерживает магнитное поле галактик [7, с. 681].

Формула (30) включает критическую плотность Вселенной ρ_c , которая чувствительна к постоянной Хаббла $\rho_c \sim H_0^2$ [6, с. 347]:

$$\rho_c = 3H_0^2/8\pi G. \quad (31)$$

Различные методы измерения дают отличающиеся оценки постоянной Хаббла при среднем значении $H_0 \sim 70 \text{ км}\cdot\text{с}^{-1}\cdot\text{Мпк}^{-1}$ (рис. 4), которому соответствует $\rho_c \approx 1,0 \cdot 10^{-29} \text{ г}/\text{см}^3$ согласно формуле (31). Согласно недавним данным Planck Legacy 2018 постоянная Хаббла $H_0 = 55 \text{ км}\cdot\text{с}^{-1}\cdot\text{Мпк}^{-1}$ [17] при $\rho_c \approx 6 \cdot 10^{-30} \text{ г}/\text{см}^3$. Данные [17] близки к принятой оценке нижней границы $H_0 = 50 \text{ км}\cdot\text{с}^{-1}\cdot\text{Мпк}^{-1}$ при $\rho_c \sim 5 \cdot 10^{-30} \text{ г}/\text{см}^3$ [6, с. 347].

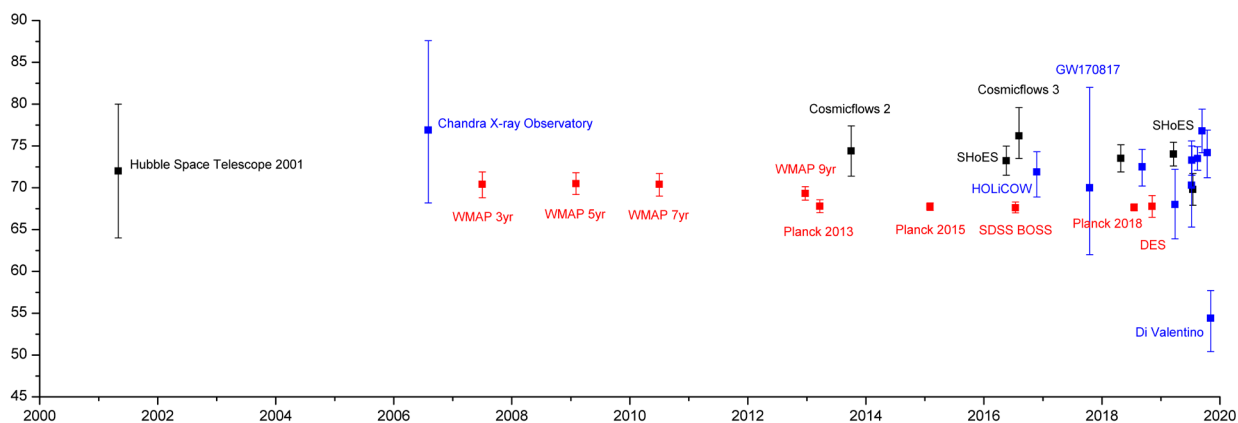


Рис. 4. Постоянная Хаббла по данным разных методов измерения

По данным обсерватории Planck (2015), гравитационное линзирование МФИ указывает на массовую долю скрытой массы $\Omega_k = 0,26$ при доле барионов $\Omega_b = 0,05$ [18]. Суммарная массовая доля филаментов $\Omega_s + \Omega_b = 0,31$, что сравнимо с вириальной массой КГ $\leq 0,3$ [6, с. 347].

Радиус КГ $r \sim 0,1 \text{ Мпк}$ [8, с. 81]; радиус войдов $R \sim 25 \text{ Мпк}$ [6, с. 347]. Масса типичных галактик $\sim 10^{10} M_\odot$ [6, с. 389]; вириальная масса их корон выше на порядок [9, с. 549], т.е. $M \sim 10^{11} M_\odot$. При $H_0 \sim 55 - 70 \text{ км}\cdot\text{с}^{-1}\cdot\text{Мпк}^{-1}$ и $\theta = 1$ согласно формуле (30) гравитацию материи в масштабах войдов уравнивает плотность энергии среды $\epsilon_0 \approx 0,1 - 0,2 \text{ эВ}/\text{см}^3$.

Согласно ряду оценок метагалактические космические лучи (КЛ) в войдах имеют сравнимую плотность энергии $\sim 0,1 \text{ эВ}/\text{см}^3$ [3], что позволяет уравнивать гравитацию материи в масштабах войдов при коэффициенте рассеяния КЛ магнитным полем КГ $1 \leq \theta \leq 2$. Данная оценка соответствует коэффициенту рассеяния потока заряженных частиц магнитосферами крупных космических объектов $1 \leq \theta \leq 2$ [8, с. 12].

Плотность энергии магнитного поля в войдах $\leq 10^{-8} \text{ эВ}/\text{см}^3$ [3], что на 7 порядков выше плотности энергии метагалактических КЛ в войдах $\sim 0,1 \text{ эВ}/\text{см}^3$. Тем самым, метагалактические космические лучи могут свободно распространяться в войдах, подобно фотонам.

Таким образом, наблюдаемое отталкивание галактик со стороны войда может быть обусловлено давлением метагалактических космических лучей на их короны. Напомним, что если все излучение рассеивается в пределах войда, т.е. $\eta = 1$, то согласно формуле (29) параметр $\epsilon_s \approx 3 \cdot 10^{-2} \text{ эВ}/\text{см}^3$. При плотности энергии метагалактических КЛ $\epsilon_0 \sim 0,1 \text{ эВ}/\text{см}^3$ [3] (30), коэффициент рассеяния современных метагалактических КЛ в войдах магнитным полем КГ в филаментах $\eta = \epsilon_s/\epsilon_0 \approx 0,3$.

3.2. Динамика расширения Вселенной

С ростом радиуса войдов R плотность энергии метагалактических КЛ, подобно МФИ, из-за красного смещения падает по закону $\epsilon_{\text{кл}} \sim 1/R^4$. Сила гравитации в пределах войдов также снижается. Из формул $U = Gm^2/R$ (25) и $E\nu = 4\pi\epsilon\nu R^3/3$ (27) из соотношения $U/E\nu = 1$ для случая, когда излучение среды рассеивается на границе сферы, следует оценка:

$$\epsilon_{\text{с}} = 3Gm^2/4\pi\eta R^4. \quad (32)$$

Критическая плотность энергии КЛ, требуемая для расширения войдов, чья масса не меняется, зависит от их радиуса $\epsilon_{\text{с}} \sim 1/\eta R^4$ (32), т.е. подобно плотности энергии КЛ в войдах $\epsilon_{\text{кл}} \sim 1/R^4$, но с учетом параметра $\eta \leq 1$.

Согласно предыдущим оценкам, в настоящее время параметр $\eta = \epsilon_{\text{с}}/\epsilon_0 \sim 0,3$ (§ 3.1). В условиях зависимости $\eta \sim 1/R^2$ при $R = R_0/(z + 1)$, где R_0 – современный радиус Вселенной, параметр $\eta \sim (z + 1)^2$ мог достигать своего максимального значения $\eta = 1$ при $R = R_0\sqrt{\eta} \approx 0,5 R_0$, т.е. в эпоху, определяемую красным смещением $z = R_0/R - 1 \approx 1$.

Согласно данной оценке войды (образовавшиеся после разделения КГ в эпоху $z \sim 6$, соответствующую появлению «лаймановского леса» от облаков нейтрального водорода [3]) могли расширяться ускоренно вплоть до эпохи $z \geq 1$. Так, по уточненным данным наблюдений за сверхновыми «свечами» Ia Вселенная могла расширяться ускоренно при $z \geq 1$ [19]. В период $z \leq 1$ образовались скопления галактик [9, с. 545], что может быть связано с падением плотности энергии метагалактических КЛ, способствующих взаимному отталкиванию галактик за счет давления на их короны.

При параметре $\eta = 1$ все метагалактические КЛ будут рассеяны или захвачены (частично) магнитным полем КГ в филаментах и не покинут войд. В условиях расширения войдов при рассеянии КЛ будут испытывать доплеровское красное смещение, аналогичное космологическому красному смещению, т.е. зависимость плотности их энергии $\epsilon_{\text{кл}} \sim 1/R^4$ может выполняться, если доля КЛ, захваченных магнитным полем КГ, компенсирует их излучение галактиками. Так, в метагалактические КЛ могут вносить вклад КЛ, вытекающие из галактик с активными ядрами с плотностью энергии $< 0,03$ эВ/см³ в эпоху $z \leq 1$ [3]. При этом с удалением в прошлое доля галактик с активными ядрами и их светимость возрастают [7, с. 251].

В условиях падения активности галактик (источников КЛ), за счет расширения Вселенной плотность энергии метагалактических КЛ может снижаться за счет захвата магнитным полем КГ. Кроме того, в условиях расширения войдов параметр $\eta \sim (r/R)^2$ определяется соотношением постоянного радиуса КГ r и растущего радиуса войдов $R(t)$. С учетом данного соотношения $\epsilon_{\text{с}} \sim 1/R^2$ при соотношении $\epsilon_{\text{кл}}/\epsilon_{\text{с}} \sim 1/R^2$. В данных условиях *Вселенная в дальнейшем может прекратить расширение и перейти к стационарному состоянию.*

Дальнейшее падение плотности метагалактических КЛ в условиях расширения Вселенной может привести к *дроблению филаментов и их распаду.* Данный процесс дополнительно понизит коэффициент рассеяния метагалактических КЛ магнитным полем КГ в филаментах, что в условиях зависимости $\epsilon_{\text{с}} \sim 1/\eta$ (29) будет препятствовать расширению войдов. Так, за счет развития гравитационных неустойчивостей формируются группы и скопления галактик (в узлах филаментов). Расстояние между галактиками в группах и скоплениях 0,1 – 0,5 Мпк [6, с. 388] сравнимо с диаметром их корон $\sim 0,2$ Мпк [8, с. 81]. Благодаря квазисферической форме групп и скоплений галактик рассеивающая площадь их корон меньше суммарной площади КГ, равномерно распределенных вдоль филаментов.

В скопления входит около 5% галактик [9, с. 545], т.е. стягивание филаментов в скопления уже началось. Богатые скопления содержат $\sim 10^4$ галактик [9, с. 545], что сравнимо с числом галактик в филаментах вокруг войда: $N_{\text{г}} \sim \delta n_{\text{зрс}} R_{\text{в}}^3 / M_{\text{к}} \approx 10^4$, где $M_{\text{к}} \sim 10^{11} M_{\odot}$ – масса корон типичных галактик, содержащих 10^{10} звезд, чья масса сравнима с массой Солнца M_{\odot} .

При этом распределение скоплений галактик выявляет крупномасштабную концентрацию вещества в масштабе ~ 50 Мпк [9, с. 545], сравнимом с масштабом войдов ~ 50 Мпк [6, с. 347].

Предстоящее торможение Вселенной согласуется с наблюдаемым снижением активности галактик с активными ядрами, способными выбрасывать джеты и излучать КЛ за пределы КГ. Из-за ограниченности времени жизни КЛ, по мере захвата метагалактических КЛ в войдах магнитным полем КГ, плотность их энергии должна падать. Время жизни КЛ в галактике, удерживаемых ее магнитным полем $\tau_g \leq 10^8$ лет [7, с. 472], ограничено рассеянием межзвездным газом плотностью $\rho_{гг} \sim 1 \text{ см}^{-3}$ [8, с. 85]. Из-за низкой плотности межгалактического газа в КГ и скоплениях $\rho_{к} \sim 10^{-3} - 10^{-2} \text{ см}^{-3}$ [8, с. 81] время жизни межгалактических КЛ в КГ $\tau_{к} = \tau_g \rho_{гг} / \rho_{к} \leq 10^{10} - 10^{11}$ лет может превышать возраст галактик $T_g \sim 10^{10}$ лет [6, с. 387]. В силу данного фактора через $10^{10} - 10^{11}$ лет Вселенная может начать сжиматься.

4. Массовая доля барионов

Если вся скрытая масса состоит из барионов, т.е. их доля в массе Вселенной $\Omega_b \sim 1$, то, начиная с эпохи рекомбинации до наших дней, небольшие неоднородности плотности в первичной плазме (стоячие звуковые волны) из-за гравитационной неустойчивости возмущения вырастут в 10^3 раз, что позволит сформироваться «блинам» протоскоплений галактик, формирующим крупномасштабную структуру Вселенной. При доле барионов, сравнимой с массовой долей галактик $\Omega_b \sim 0,03$, возмущения вырастут всего в 10 раз [7, с. 479], т.е. теория гравитационных неустойчивостей свидетельствует в пользу массовой доли барионов $\Omega_b \sim 1$.

Согласно данным обсерватории Planck (2015) массовая доля «темной материи» $\Omega_c = 0,26$ при доле барионов $\Omega_b = 0,05$ [18]. Суммарная массовая доля филаментов $\Omega_f = \Omega_c + \Omega_b = 0,31$, что сравнимо с долей скрытой массы исходя из вириальной массы КГ $\leq 0,3$ [6, с. 347].

Следует учесть, что обсерватория Planck работает в *микроволновом* диапазоне 0,35 – 10 мм. Вместе с тем, значительная часть спектральных линий газа галактик проявляется в *оптическом* и *УФ* диапазоне; горячего газа КГ – в *рентгеновском*. Исходя из излучения горячего газа в спектральных линиях, доля барионов достигает $\Omega_b \sim 0,1 - 0,15$ массы Вселенной; при этом в галактики (чью основную массу образует плазма звезд) входит 20 – 30% барионной компоненты; 70 – 80% приходится на ионизованный межгалактический газ [8, с. 81]. По уточненным данным, в филаментах, формируемых галактиками, их группами, скоплениями и окологалактической средой, массовая доля барионов, наблюдаемых в спектральных линиях, достигает $\Omega_{bf} \sim 0,18 \pm 0,04$ [20]; [21].

Тем самым, так называемую «горячую темную материю» может формировать горячий корональный газ. Согласно данным обсерватории Planck (2015) массовая доля «холодной темной материи» $\Omega_{cdm} = 0,11$ [18], т.е. на долю «горячей темной материи» может приходиться $\Omega_{hdm} = \Omega_c - \Omega_{cdm} \approx 0,15$. Сравнимая массовая доля у межгалактического газа в коронах галактик $\Omega_{гк} = \Omega_b - \delta_g \approx 0,15$ при массовой доле галактик $\delta_g \sim 0,03$ [9, с. 550].

Однородно распределенный межгалактический газ в войдах не проявится в гравитационном линзировании, т.е. массовая доля газа в войдах ограничена соотношением $\Omega_{bv} = 1 - \Omega_f \leq 0,69$. Суммарная массовая доля барионов в филаментах и войдах может достигать $\Omega_{bv} + \Omega_{bf} = 1 - \Omega_{cdm} \leq 0,89$. Соответственно, *доля скрытой массы в филаментах* (не барионный газ) $\Omega_f - \Omega_{bf} = \Omega_{cdm} = 0,11$ согласно данным обсерватории Planck [18].

Как уже отмечалось выше, слабозаимодействующие частицы в силу их крайне низкого сечения не решают проблему наблюдаемого расширения Вселенной, даже если плотность их энергии сравнима с критической (§ 1.1). При этом отталкивание галактик в филаментах со стороны войда может быть обусловлено давлением метагалактических космических лучей на КГ за счет рассеяния их магнитным полем (§ 3.1). Данный фактор свидетельствует в пользу того, что *суммарная массовая доля барионов* (в виде плазмы звезд и межгалактической среды) может достигать $1 - \Omega_{cdm} \sim 0,89$.

Независимым подтверждением высокой доли барионов в ионизованной межгалактической среде может являться *изотропия* излучения молодых галактик, находящихся в яркой фазе в эпоху $z \sim 17$ (§ 4.1). Так, рассеяние излучения на свободных электронах ионизованного межгалактического газа могло обеспечить ему изотропию, если оно формировалось не позднее $z \sim 17$ при массовой доле барионов в межгалактической среде $\delta m_g \sim 0,86$ (§ 4.3).

4.1. Массовая доля барионов в нейтронных звездах

Часть барионов в виде тяжелых элементов (железа) могут содержать *нейтронные звезды* (НЗ) в коронах галактик и их скоплениях [22]. Доля космологического *дейтерия*, синтезируемого в ядерных реакциях, накладывает ограничения на плотность барионов во Вселенной [7, с. 479]. Однако НЗ образуются при гравитационном коллапсе ядер сверхновых II типа, аккумулирующих тяжелые элементы. В процессе их синтеза дейтерий перерабатывается [14, с. 758], т.е. *нейтронные звезды не влияют на содержание в межзвездном газе как тяжелых элементов, так и дейтерия*.

Массовая доля НЗ $\delta n_z \leq 0,14 \pm 0,01$ (33) сравнима с долей «холодной темной материи» $\Omega_{cdm} = 0,11$ согласно данным Planck [18]. Ее могут формировать старые НЗ, рожденные первыми *сверхгигантами* в эпоху, определяемую красным смещением $z \sim 17$ [22]. Поскольку гравитационная энергия среды при распаде на сгустки уменьшается, то близкое к однородному распределение вещества (в первичном газе) неустойчиво относительно распада на облака достаточно большого масштаба [6, с. 522]. Тем самым, *первыми звездами могли быть сверхгиганты*, которые заканчивают эволюцию взрывом сверхновых II типа, *образующих НЗ*.

Старые звезды (второго поколения) имеют низкое содержание тяжелых элементов, как звезды в гало [6, с. 387] или звезды, сформировавшиеся в межзвездной среде низкой плотности. Например, сверхгигант SN 2016iet массой $\sim 10^2 M_{\odot}$ [24] и маломассивная звезда SMSS J031300.36-670839.3 с крайне низкой металличностью $\sim 10^{-7}$ солнечной по железу, из чего делается вывод, что в молодых галактиках были распространены *низкоэнергетичные сверхновые* [25], т.е. II типа. Так, у низкоэнергетичных сверхновых II типа (рождающих НЗ) энергия взрыва $\sim 10^{49}$ эрг на один – два порядка меньше, чем у высокоэнергетичных сверхновых I типа $10^{50} - 10^{51}$ эрг [9, с. 433].

Межзвездная пыль в эпоху первых звезд отсутствовала. Так, пыль образуют тяжелые элементы [8, с. 83], которые рассеивают сверхновые I типа. Высокоэнергетичные сверхновые I типа (не рождающие НЗ) возникают по завершении эволюции *гигантов* массой $< 10 M_{\odot}$, меньшей, чем у сверхгигантов массой $10 - 100 M_{\odot}$. При обратной кубической зависимости времени жизни звезд от их массы $t \sim 1/M^3$ [7, с. 68] *сверхновые I типа могли появиться позже сверхновых II типа*.

Рождение первых сверхгигантов связывается с резким падением интенсивности *радиолинии* водорода 21 см в эпоху $z \sim 17$ [23]. Действительно, данная радиолиния формируется при переходе *нейтрального* водорода из орто- в парасостояние. Радиолиния пропадает при ионизации водорода (что связывается с УФ излучением голубых сверхгигантов [23]), а также при сильном охлаждении водорода (в молекулярных облаках, коллапсирующих в звезды). Так, при снижении температуры доля пара-водорода растет и при 0 К достигает 100% [6, с. 297]. Оба процесса сочетаются в центре галактики, где наблюдается высокая скорость звездообразования, и присутствуют мощные источники излучения, окруженные газовой средой (облаками) со сложной структурой, содержащей зоны молекулярного, атомарного и ионизованного водорода [6, с. 391].

В работе [23] отмечается «исчезновение» УФ излучения первых сверхгигантов. УФ излучение *голубых* сверхгигантов могла поглотить межзвездная среда. В современных галактиках излучение звезд рассеивают газопылевые облака. Однако в эпоху первых звезд межзвездная пыль отсутствовала. Вместе с тем, УФ излучение поглощает нейтральный водород за счет процессов фотоионизации атомов $H + h\nu \rightarrow p + e$ и фотодиссоциации молекул $H_2 + h\nu$

→ Н + Н. Энергия ионизации атома водорода 13,6 эВ [6, с. 297] соответствует рекомбинационная УФ линия $\lambda_p = 91,2$ нм [15, с. 410]. Энергия диссоциации молекул водорода $D_0 = 3,6 \cdot 10^4$ см⁻¹ [15, с. 852], т.е. они разрушаются при УФ длинах волн $\lambda \leq 1/D_0 \approx 280$ нм.

Эффективность поглощения и излучения в линиях *колебательно-вращательных спектров* молекул (при охлаждении молекулярных облаков) подтверждают космические мазеры. Так, светимость мазерных конденсаций (часто связанных с областями звездообразования) достигает $\leq 10^{33}$ эрг/с [8, с. 26], что сравнимо со светимостью Солнца $4 \cdot 10^{33}$ эрг/с.

Голубые сверхгиганты эволюционируют в *красные* сверхгиганты. Температура фотосферы красных гигантов и сверхгигантов $T \sim (2,2 \pm 0,3) \cdot 10^3$ К [7, с. 178] соответствует длине волны ИК излучения в области максимума энергетического спектра $\lambda_{ик} = b/T \approx 1,3 \pm 0,2$ мкм при постоянной Вина $b = 0,29$ см·К. Излучение первых красных сверхгигантов эпохи $z \sim 17$ (практически не рассеиваемое межзвездной средой) к современному периоду из-за красного смещения сместится в область $\lambda_{сб} = \lambda_{ик}(z + 1) \approx 24 \pm 1$ мкм.

В спектре интенсивности космического субмиллиметрового фона в диапазоне 10 – 200 мкм наблюдается подъем в области длин волн 25 – 60 мкм с плотностью энергии $\epsilon_{сб} \sim 0,1$ эВ/см³ [26]. Из-за сложности выделения субмиллиметрового реликтового излучения на фоне современного зодиакального света и перистых данная плотность энергии рассматривается как максимально возможная [27], т.е. у субмиллиметрового фона плотность энергии $\eta_{сб} = \epsilon_{сб}/\epsilon_v \leq 0,4$ плотности энергии МФИ $\epsilon_v \sim 0,25$ эВ/см³. В его формирование могут вносить вклад первые красные сверхгиганты.

Оболочки красных гигантов и сверхгигантов отчасти поглощают излучение звезд, переизлучая его в более длинноволновом ИК диапазоне $\lambda_{ик} \sim 3 - 10$ мкм [7, с. 178]. С учетом красного смещения оно сместится в область $\lambda_{сб} = \lambda_{ик}(z + 1) \approx 60 - 200$ мкм. При этом излучение в области 60 мкм может иметь современное происхождение. Так, около массивных молодых звезд обнаружены плотные диски, имеющие температуру несколько десятков кельвинов [7, с. 67]. Молекулярные облака в области звездообразования с температурой $T \sim 50$ К [9, с. 163] излучают в области $\lambda_{сб} = b/T \approx 60$ мкм.

Как заметный источник энерговыделения в молодых галактиках рассматриваются рентгеновские *пульсары* в двойных системах [28]. Рождение рентгеновских пульсаров в эпоху $z \sim 17$ объясняет особенность спектра космического фонового излучения в *длинноволновом радиодиапазоне* и изменение спектрального индекса метагалактического изотропного γ -излучения (МИГИ) в области ≥ 3 МэВ, что позволяет оценить плотность энергии излучения первых пульсаров $\eta_p \sim 0,4$ плотности энергии МФИ [22].

Рентгеновские пульсары также генерируют ультрарелятивистские космические лучи, вплоть до энергии $\leq 10^9$ ГэВ [8, с. 257], порождающие потоки *нейтрино* (через пионы). Действительно, от молодых галактик, находящихся в яркой фазе, возникают большие потоки нейтрино, связываемые с космическими лучами. Максимум энергетического спектра данных нейтрино определяется красным смещением [8, с. 258]:

$$E_\nu = 6 \cdot 10^6 [20/(z + 1)]^2 \text{ ГэВ.} \quad (33)$$

Согласно данной зависимости при $z < 19$ наблюдается резкий рост энергии нейтрино выше $6 \cdot 10^6$ ГэВ, что подтверждает возможность генерации НЗ в молодых галактиках в соответствующую эпоху.

Долю НЗ в массе Вселенной можно оценить из энерговыделения первых сверхгигантов при синтезе *железа* из первичного водорода. Излучение сверхгигантов и рожденных ими пульсаров, частично рассеянное межзвездной средой, с учетом красного смещения может вносить существенный вклад в современное фоновое космическое излучение в субмиллиметровом и микроволновом диапазоне [22] (§ 4.2). При этом плотность энергии фонового космического излучения позволяет оценить массовую долю НЗ:

$$\delta n_z = \epsilon_v \nu p (\eta_\nu + \eta_{сб} - \eta_p) (z + 1) / \rho_c W - \delta \text{He} W_{\text{He}} / W - \delta T W_T / W, \quad (34)$$

где ρ_c – критическая плотность Вселенной; ϵ_v – плотность энергии МФИ; W , W_T , W_{He} – энерговыделение на один протон при синтезе из водорода железа, др. тяжелых элементов и

гелия соответственно; δHe и δt – массовая доля гелия и др. тяжелых элементов; $\eta_{\text{сб}}$ – доля субмиллиметрового фонового излучения в плотности энергии МФИ; η_{ν} – вклад в МФИ излучения сверхгигантов, рассеянного межзвездной средой; $\eta_{\text{п}}$ – энерговыделение пульсаров по отношению к МФИ [22].

При $H_0 \geq 55 \text{ км}\cdot\text{с}^{-1}\cdot\text{Мпк}^{-1}$, т.е. $\rho_{\text{с}} \geq 6\cdot 10^{-30} \text{ г}/\text{см}^3$ (§ 3.1); $z \sim 17$ [23]; $\eta_{\text{сб}} \leq 0,4$, а также прочих параметрах, приведенных в работе [22], формула (34) накладывает ограничение на долю нейтронных звезд в массе Вселенной $\delta_{\text{нз}} \leq 0,14 \pm 0,01$ что согласуется с оценкой «холодной темной материи» $\Omega_{\text{сдм}} = 0,11$ [18], т.е. *нейтронные звезды в коронах галактик и их скоплениях могут вносить существенный вклад в массу так называемой холодной темной материи.*

Так, известная концепция массивных астрофизических космических объектов гало (МАСНО) связывает скрытую массу гало с компактными звездами малой светимости – коричневыми (темными) карликами и старыми нейтронными звездами. Напомним, что из-за малой массы *коричневых карликов* $\leq 0,1 M_{\odot}$ термоядерные реакции в их недрах не протекают [7, с. 68]. Вклад в скрытую массу карликовых звезд малой светимости, с учетом доли коронального газа, ассоциируемого с «горячей темной материей» $\Omega_{\text{hdм}} = 0,15$ (§ 4) при наблюдаемой доле «холодной темной материи» $\Omega_{\text{сдм}} = 0,11$ *ограничивает массовую долю НЗ* $\delta_{\text{нз}} < \Omega_{\text{сдм}}$. Из чего следует ограничение на величину постоянной Хаббла $H_0 > 55 \text{ км}\cdot\text{с}^{-1}\cdot\text{Мпк}^{-1}$ и (или) плотность энергии фонового субмиллиметрового излучения $\epsilon_{\text{сб}} < 0,1 \text{ эВ}/\text{см}^3$.

При массе НЗ $m_{\text{нз}} \sim 1,5 M_{\odot}$ [7, с. 69] порождающие их сверхгиганты массой $M \geq 10 M_{\odot}$ [9, с. 434] в каждом поколении рождают НЗ массой $\delta_{\text{г}} = m_{\text{нз}}/M \leq 0,15$ массы первичного газа. При $\delta_{\text{нз}} < 0,11$ данное число НЗ могло родить $N = \delta_{\text{нз}}/\delta_{\text{г}} \approx 1$ поколение сверхгигантов средней массой $\delta_{\text{г}}/\delta_{\text{нз}} \approx 14 M_{\odot}$.

4.2. Период формирования микроволнового фонового излучения

Излучение молодых галактик, находившихся в яркой фазе в эпоху $z \sim 17$ (§ 4.1), может быть сравнимо с излучением галактик с активными ядрами. Типичная длина волны излучения галактик с активными ядрами $\lambda_{\text{сб}} \sim 50 \text{ мкм}$ [14, с. 922]. Подобное излучение из-за красного смещения к настоящему времени сместится в микроволновой диапазон $\lambda_{\nu} = \lambda_{\text{сб}}(z + 1) \approx 1 \text{ мм}$, накладываясь на спектр МФИ [22]. Так, температуре МФИ $T_{\nu} = 2,7 \text{ К}$ соответствует длина волны в области максимума спектра $\lambda_{\nu} = b/T_{\nu} \approx 1 \text{ мм}$.

Активное звездообразование наблюдается в молекулярных облаках с температурой $T \sim 50 \text{ К}$ [9, с. 163], излучающих в области $\lambda_{\text{сб}} = b/T \approx 60 \text{ мкм}$. Сравнимую длину волны имеет излучение газово-пылевых дисков с температурой несколько десятков кельвинов около молодых современных звезд [7, с. 178]. В условиях первичного звездообразования в среде, не содержащей тяжелые элементы, охлаждение молекулярных облаков обеспечивает процесс возбуждения *вращательных* уровней молекул H_2 с последующим излучением [9, с. 163].

Напомним, что искажение спектра МФИ связывается с эпохой вторичного разогрева газа, произошедшего при формировании галактик [8, с. 135]. Согласно известной интерпретации (при отсутствии альтернативного объяснения на момент его открытия в 1965 г.) МФИ связывается с реликтовым излучением эпохи рекомбинации. До эпохи рекомбинации излучение находилось в термодинамическом равновесии с веществом. Предполагается, что газ стал полностью *прозрачным* для излучения при температуре $T_{\text{р}} \sim 4\cdot 10^3 \text{ К}$, когда ионизованная плазма превратилась в смесь нейтральных атомов водорода и гелия [8, с. 134]. В случае разделения излучения и вещества в эпоху рекомбинации при $z \sim 1500$ по мере расширения Вселенной температура излучения могла падать независимо от температуры газа, упав к настоящему времени до $T = T_{\text{р}}/(z + 1) \approx 2,7 \text{ К}$.

Вместе с тем, данная интерпретация не учитывает поглощение фотонов молекулами остывшего первичного газа в *молекулярных полосах поглощения* (обусловленных их колебательно-вращательным спектром). Так, степень диссоциации молекул водорода даже при бо-

лее высокой температуре $5 \cdot 10^3$ К уже достигает 5% [6, с. 297], т.е. энергия фотонов могла трансформироваться в тепловую энергию молекул. Как известно, теплоемкость молекул определяется не только *поступательными* степенями свободы, но также *колебательными* и *вращательными* [14, с. 746].

Согласно концепции нуклеосинтеза газ горячей Вселенной содержал водород H и гелий He с примесью дейтерия D [8, с. 364]. При охлаждении газа после эпохи рекомбинации образовались молекулы H₂ с примесью HD и D₂. Гелий молекул не образует. Молекулы HD обладают дипольным колебательно-вращательным спектром. Гомоядерные двухатомные молекулы H₂ и D₂ имеют квадрупольные спектры [8, с. 204]. Например, в спектре H₂ известно около 120 тыс. линий в диапазоне 60 нм – 13 мкм. Из-за красного смещения, возникающего при расширении Вселенной, длины волн излучения, соответствующего температуре газа эпохи рекомбинации $\lambda = b/Tr \approx 0,73$ мкм, удлинятся и пересекут существенную часть линий поглощения молекул. В этой связи *молекулярные полосы поглощения H₂, HD и D₂ препятствуют формированию реликтового излучения в эпоху рекомбинации.*

Более вероятным представляется формирование МФИ за счет излучения молодых галактик, находящихся в яркой фазе в эпоху $z \sim 17$ (§ 4.1). Рассеяние данного излучения на свободных электронах ионизованного межгалактического газа могло обеспечить ему изотропию, если оно формировалось не позднее эпохи $z \sim 17$ (§ 4.3).

4.3. Период формирования изотропного космического излучения

Современный межгалактический газ в войдах практически прозрачен для излучения [3]. Так, оптическая толщина ионизованного газа по томсоновскому рассеянию света на свободных электронах:

$$I_T \approx 1/n\sigma_T, \quad (35)$$

где σ_T – томсоновское сечение электрона; n – концентрация ионизованного газа.

Межгалактический газ в войдах сильно ионизован [7, с. 86]. Средняя концентрация разреженного межгалактического газа в войдах $n_{гв} \sim 10^{-6}$ см⁻³ [8, с. 594]. Массовая доля газа в войдах $\delta_{гв} = 1 - \delta_{кг} \leq 0,7$, где $\delta_{кг} = \delta_{см} + \delta_{б}$ – массовая доля галактик и их корон (§ 4). Так, по данным Planck (2015 г.), скрытая масса, проявляющаяся в гравитационном линзировании $\delta_{см} = 0,26$; массовая доля барионов $\delta_{б} = 0,05$ [18], что суммарно $\delta_{см} + \delta_{б} \approx 0,31$ сравнимо с долей вириальной массы корон галактик $\delta_{см} \leq 0,3$ [6, с. 347]. Тем самым, концентрация газа в войдах $n_{гв} = \delta_{гв} \rho_c / m_p \leq 2 \cdot 10^{-6}$ см⁻³.

При $n_{гв} = (1 - 2) \cdot 10^{-6}$ см⁻³ и $\sigma_T = 6,7 \cdot 10^{-25}$ см² оптическая толщина газа в войдах согласно формуле (35) $I_T \approx (0,7 - 1,5) \cdot 10^{30}$ см, что более чем на порядок выше радиуса современной Вселенной $R_v \sim 4 \cdot 10^{28}$ см [6, с. 347]. Коэффициент рассеяния излучения газом войдов $\theta_T = R_v / I_T \approx 0,03$.

В эпоху молодых галактик плотность межгалактической среды была выше, а ее оптическая толщина – меньше. Радиус Вселенной обратно пропорционален красному смещению $R_0 = R_v / (z + 1)$ [7, с. 488]. В модели нестационарной Вселенной критической плотности $\rho \sim 1/R^2$; средняя концентрация межгалактического газа в эпоху z :

$$n_0 = \delta_{мг} \rho_c (z + 1)^2 / m_p, \quad (36)$$

где ρ_c – критическая плотность современной Вселенной; $\delta_{мг}$ – массовая доля межгалактического газа.

Коэффициент рассеяния излучения межгалактическим газом $\theta_T = \sigma_T n R_v$ с учетом формул (35); (36) в эпоху, определяемую красным смещением z :

$$\theta_T = \sigma_T \delta_{мг} \rho_c R_v (z + 1) / m_p. \quad (37)$$

Из формулы (37) при $\theta_T = 1$ можно оценить z эпохи, когда излучение рассеивалось межгалактическим газом (при условии его ионизации).

$$z = m_p / \sigma_T \delta_{мг} \rho_c R_v - 1. \quad (38)$$

В эпоху молодых галактик (до разделения их корон) массовая доля межгалактического газа $\delta m_g = 1 - \delta n_z - \delta g \approx 0,86$, где $\delta n_z \sim \Omega_{cdm} = 0,11$ – доля скрытой массы, ассоциируемой с так называемой «холодной темной материей» (§ 4.1); $\delta g \sim 0,03$ – массовая доля галактик [9, с. 550]. При $R_V \sim 4 \cdot 10^{28}$ см; $\rho_c \sim 5 \cdot 10^{-30}$ г/см³ [6, с. 347] излучение галактик могло рассеиваться ионизованным межгалактическим газом в эпоху $z \geq 13$, обеспечивая его изотропию, присущую фоновому космическому излучению.

Согласно оценке (38) могут наблюдаться галактики, имеющие красное смещение менее $z < 13$. Действительно, для самых удаленных галактик MACS0647-JD (2013 г) $z \sim 11$; UDFj-39546284 (2012 г) $z \sim 12$.

Приближенная оценка (38) предполагает, что излучение рассеивалось лишь в эпоху $z \sim 13$ и успевало преодолеть расстояние, сравнимое с радиусом Вселенной. Фактически данная оценка справедлива для *стационарной* Вселенной той эпохи. В *расширяющейся* Вселенной излучение рассеивалось и в последующий период в условиях падения ее плотности.

Оценка (38) может быть уточнена с учетом пробега фотонов в молодой расширяющейся Вселенной $l_0 = cT_0$ с учетом ее возраста T_0 . Число рассеяний фотона на свободных электронах $N = l_0/l_T$, где l_T – длина его свободного пробега при томсоновском рассеянии (35).

В модели однородной Вселенной критической плотности ее возраст:

$$T_0 = T_V/(z + 1)^{3/2}, \quad (39)$$

где T_V – возраст современной Вселенной.

Пробег фотонов в молодой Вселенной $l_0 = cT_0$ в эпоху z с учетом (37):

$$l_0 = cT_V/(z + 1)^{3/2}. \quad (40)$$

Из соотношений (35) – (40) следует формула:

$$l_0/l_T = c\sigma_T \delta m_g \rho_c T_V (z + 1)^{1/2}/m_p. \quad (41)$$

Фотоны, испущенные в эпоху z , рассеиваются во все последующие эпохи в условиях падения плотности Вселенной, что предполагает интегрирование выражения (41) по z . Интеграл $\int (z + 1)^{1/2} dz = 2(z + 1)^{3/2}/3$. Соответственно из условия $l_0/l_T = 1$ следует оценка:

$$z = (3m_p/2c\sigma_T \delta m_g \rho_c T_V)^{2/3} - 1. \quad (42)$$

При $T_V \sim 1,3 \cdot 10^{10}$ млрд. лет; $\rho_c \sim 5 \cdot 10^{-30}$ г/см³ [6, с. 347]; $\delta m_g \sim 0,86$ изотропное излучение могло формироваться в эпоху $z \approx 17$. Согласно радиолинии водорода в эпоху $z \sim 17$ газ был максимально ионизован [23]. *Изотропное фоновое космическое излучение могло формироваться в эпоху вторичного разогрева (ионизации) газа при $z \sim 17$.*

Средняя концентрация межгалактического газа $n = \delta m_g \rho_c (z + 1)^2/m_p$ (36) в эпоху $z \sim 17$ достигала $n \approx 10^{-3}$ см⁻³, что сравнимо с концентрацией газа в коронах современных галактик и их скоплениях 10^{-3} см⁻³ [8, с. 81]; [9, с. 342].

4.4. Барионное число

Барионное число характеризует превышение концентрации фотонов МФИ ~ 400 см⁻³ [15, с. 1228] над концентрацией барионов, что связывается с переизбытком реликтовых фотонов над барионами, возникшим в эпоху горячей Вселенной в процессе аннигиляции барионов и антибарионов. При концентрации барионов $n \sim 3 \cdot 10^{-6}$ см⁻³, соответствующей критической плотности современной Вселенной, барионное число $\delta n \sim 10^8$ [6, с. 178]. Вместе с тем, подобное барионное число также может обеспечить излучение сверхгигантов, рассеянное межзвездной средой в эпоху $z \sim 17$ (§ 4.2).

Дополнительным аргументом против формирования МФИ в эпоху горячей Вселенной является завышенная плотность энергии среды той эпохи. Так, энергия аннигиляции барионов и антибарионов сравнима с энергией покоя протона $E_0 = m_p c^2 \approx 0,94$ ГэВ. При минимально возможном барионном числе $\delta n \geq 10^8$ в горячей Вселенной на один протон должна была приходиться энергия $\geq 10^8$ ГэВ, что, как минимум, в 10^8 раз превышает критическую плот-

ность энергии Вселенной $\varepsilon_s = \rho c s^2$ (1), достаточную для ее расширения согласно модели Фридмана (при плотности барионов в тот период $\rho s \sim m_{\text{пр}}$).

Не ясен источник столь высокой избыточной энергии, появляющейся в горячей Вселенной при ее температуре $T = 2E_0/3k \approx 10^{13}$ К, при которой возможно рождение протонов и антипротонов. Кроме того, в стандартной модели нестационарной Вселенной критической плотности $\rho \sim 1/R^2$, с учетом красного смещения, плотность энергии поля должна меняться с радиусом Вселенной $\varepsilon \sim 1/R^3$, достигая максимального значения в период ее рождения, которое необъяснимо в рамках известных моделей.

4.5. Барионная асимметрия Вселенной

Барионное число (§ 4.4) используется для обоснования *барионной асимметрии* – наблюдаемого преобладания барионов над антибарионами. Предполагается, что избыток барионов возник в процессе аннигиляции барионов и антибарионов в горячей Вселенной [6, с. 178].

Проблему барионной асимметрии Вселенной можно рассмотреть с позиции *многомерности пространства-времени* в рамках геометрического подхода. Напомним, что в римановой Вселенной, ее наблюдаемая область может иметь сопряженную часть за горизонтом, зеркальную относительно каждой точки касательной плоскости к нему. При этом учет гравитации ненаблюдаемой области эквивалентен введению Λ члена в уравнения тяготения (§ 2.1).

Ненаблюдаемая (временеподобная) область Вселенной соответствует геометрии Лобачевского отрицательной кривизны (§ 2). Строго говоря, подобное дополнительное пространство является воображаемым. Так, сам Лобачевский считал открытую им геометрию воображаемой, которой соответствуют не материальные физические объекты, а отношения между ними [4, с. 325]. Используя терминологию из области оптики, пространству объектов соответствует пространство *изображений*, зеркальное по отношению к действительному пространству. Для пространства изображений формально можно ввести дополнительные *отрицательные* (зеркальные) координаты. Подобная операция корректна математически, так как многообразие событий задается законечноопределенной квадратичной формой $d\sigma^2$ (11), допускающей отрицательные расстояния.

Замкнутость многообразия событий реализуема в *периодической* (пульсирующей) Вселенной, как это предусматривает одно из решений Фридмана (§ 2.2). При этом расширение наблюдаемой области Вселенной (относительно наблюдателя) реализуемо при условии сжатия ненаблюдаемой области, находящейся в противоположной фазе эволюции (относительно наблюдателя), что эквивалентно введению *отрицательного* времени.

Для сравнения, обратное течение времени в микромасштабе допускает квантовая механика. Для описания волновой функции в квантовой механике также используется законечноопределенная квадратичная форма. Напомним, что квадрат волновой функции $|\Psi|^2$, равный произведению волновой функции Ψ и комплексно сопряженной функции Ψ^* , определяет вероятность нахождения системы в определенном состоянии. Комплексное сопряжение представимо как инверсия времени. Напомним, что согласно СРТ теореме *античастицы представляемы как частицы, существующие в обратном времени* [8, с. 391]. Тем самым учет «отрицательного» времени, т.е. его противоположной фазы в периодической Вселенной в области, невидимой для наблюдателя, позволяет снять проблему барионной асимметрии.

С позиции наблюдателя (в пространственноподобном континууме) зеркальные координаты (временеподобной области) будут производными по отношению к реальным, т.е. не равноправными с ними. Суммарное число пространственно-временных измерений удвоится и достигнет 8. Напомним, что 8-мерное пространство удовлетворяет требованиям теоремы Фробениуса (§ 1.3). Теория физических взаимодействий допускает существование дополнительных размерностей, неравноправных по отношению к четырем классическим [5, с. 271]. При этом в рамках 8-мерного пространства-времени возможно описание всех известных ви-

дов взаимодействий [5, с. 305]. Соответственно, введение 4-х дополнительных пространственно-временных координат имеет физический смысл.

Литература

1. *Эйнштейн А.* Теория относительности. – Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика». – 2000. – 224 с.
2. *Поройков С.Ю.* Формирование крупномасштабной ячеисто-сетчатой структуры Вселенной в условиях давления межгалактической среды // Журнал естественнонаучных исследований. – 2019. – Т. 4. – № 4. – С. 23-25.
3. *Поройков С.Ю.* Характеристики межгалактической среды в войдах и филаментах // Журнал естественнонаучных исследований. – 2020. – Т. 5. – № 2. – С. 32-50.
4. *Прохоров Ю.В.* Большой энциклопедический словарь. Математика. – М.: Научное издательство «Большая Российская энциклопедия». – 2000.
5. *Владимиров Ю.С.* Геометрофизика. – Москва: БИНОМ. – 2005.
6. *Прохоров А.М.* Физическая энциклопедия, т. 1. – Москва: Научное издательство «Большая Российская энциклопедия». – 1988.
7. *Прохоров А.М.* Физическая энциклопедия, т. 2. – Москва: Научное издательство «Большая Российская энциклопедия». – 1998.
8. *Прохоров А.М.* Физическая энциклопедия, т. 3. – Москва: Научное издательство «Большая Российская энциклопедия». – 1992.
9. *Прохоров А.М.* Физическая энциклопедия, т. 4. – Москва: Научное издательство «Большая Российская энциклопедия». – 1994.
10. *Кувшинова Е.В., Сандакова О.В.* Космология с расширением и вращением. – Пермь: Перм. гос. нац. исслед. ун-т. – 2019.
11. *Зельдович Я.Б., Старобинский А.А.* Вселенная с нетривиальной топологией и возможность ее квантового рождения // Письма в Астрономический журнал. – 1984. – Т. 10. – № 5. – С. 323-328.
12. E.E. Perepelkina, B.I. Sadovnikov, N.G. Inozemtsev. Ψ -model of micro- and macrosystems // Annals of Physics. – 2017. – V. 383. – P. 511-544.
13. D. Saadeh, S.M. Feeney, A. Pontzen, H.V. Peiris, J.D. McEwen. How Isotropic is the Universe? // Physical Review Letters. – 2016. – V. 117. – Is. 13. – 6 pp.
14. *Прохоров А.М.* Физический энциклопедический словарь. – Москва: Советская энциклопедия. – 1983.
15. *И.С. Григорьев, Е.З. Мейлихов.* Физические величины. Справочник. – Москва: Энергоатомиздат. – 1991.
16. Y. Hoffman, D. Pomarede, R.B. Tully, H. Courtois. The Dipole Repeller // Nature Astronomy. – 2017. – V. 1. – Art. 36. – 23 pp.
17. E. Di Valentino, A. Melchiorri, J. Silk. Planck evidence for a closed Universe and a possible crisis for cosmology // Nature Astronomy. – 2020. – V. 4. – P. 196–203.
18. R. Adam, et al. Planck 2015 results. I. Overview of products and scientific results // Astronomy and Astrophysics. – 2016. – V. 594. – A1 – 38 pp.
19. J.T. Nielsen, A. Guffanti, S. Sarkar Marginal evidence for cosmic acceleration from Type Ia supernovae // Scientific Reports. – 2016. – V. 6. – № 35596. – 8 pp.
20. J.M. Shull, B.D. Smith, C.W. Danforth. The Baryon Census in a Multiphase Intergalactic Medium: 30% of the Baryons May Still be Missing // The Astrophysical Journal. – 2012. – V. 759. – № 1. – 15 pp.
21. M. Fukugita, C.J. Hogan, P.J.E. Peebles. The Cosmic Baryon Budget // The Astrophysical Journal. – 1998. – V. 503. – № 2. – P. 518-530.
22. *Поройков С.Ю.* Вклад в скрытую массу нейтронных звезд, рожденных сверхгигантами в яркой фазе молодых галактик // Журнал естественнонаучных исследований. – 2020. – Т. 5. – № 1. – С. 36-65.

23. 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.
24. S. Gomez, E. Berger, M. Nicholl, P.K. Blanchard, V.A. Villar, L. Patton, R. Chornock, J. Leja, G. Hosseinzadeh, P.S. Cowperthwaite. SN 2016iet: The Pulsational or Pair Instability Explosion of a Low-metallicity Massive CO Core Embedded in a Dense Hydrogen-poor Circumstellar Medium // *The Astrophysical Journal*. – 2019. – V. 881. – № 2. – 26 pp.
25. S.C. Keller, et al. A single low-energy, iron-poor supernova as the source of metals in the star SMSS J031300.36-670839.3 // *Nature*. – 2014. – V. 506. – P. 463-466.
26. R.C. Henry. Diffuse background radiation // *The Astrophysical Journal Letters*. – 1999. – № 516. – № 2. – L49-L52.
27. M.G. Hauser, E. Dwek. The Cosmic Infrared Background: Measurements and Implications // *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*. – 2001 – V. 39. – P. 249-307.
28. Сазонов С.Ю., Хабибуллин И.И. Подогрев ранней Вселенной излучением массивных рентгеновских двойных систем // *Письма в Астрономический журнал: Астрономия и космическая астрофизика*. – 2017. – Т. 43. – № 4. – С. 243-253.