Вестник ТвГУ. Серия "Физика". 2010. Выпуск 10. С. 59-70

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА И АСТРОФИЗИКА

УДК 531.5 (023)

РЕЛЯТИВИСТСКАЯ МОДЕЛЬ БЕСКОНЕЧНОЙ ВСЕЛЕННОЙ

В. М. Самсонов, Е. К. Петров

Тверской государственный университет
кафедра теоретической физики

Показано, что принцип относительности необходим даже при рассмотрении космологических моделей, основывающихся на классической (ньютоновской) теории тяготения. В частности, в бесконечной однородной Вселенной каждому наблюдателю будет соответствовать свой горизонт событий, характерный радиус которого $R_c^{(1)}$ совпадает по порядку величины с другим характерным радиусом $R_c^{(2)}$, определяемым как произведение скорости света c на «кажущееся» время жизни Вселенной T. Установлено, что $R_c^{(1)}$ совпадает с расстоянием до наиболее удаленного астрономического объекта. Показано также, что для фотона, движущегося от горизонта событий к условному «центру мира», красное смещение, рассчитываемое через постоянную Хаббла, совпадает с гравитационным красным смещением.

Ключевые слова: *космологические модели, классическая теория гравитации, гравитационный парадокс, бесконечная Вселенная, горизонт событий, постоянная Хаббла, красное смещение*

До XIX в. включительно наиболее естественной и физически адекватной моделью Вселенной считалась модель Вселенной, которая однородна и бесконечна в пространстве, а также неизменна во времени, т.е. стационарная модель. В. Л. Гинзбург [1] назвал эту модель стационарной однородной евклидовой моделью (СОЕ). Трудности, которые испытывает модель бесконечной Вселенной, назвали космологическими парадоксами. К их числу относятся:

1) парадокс Ольберса (1828): в случае бесконечной Вселенной все небо должно светиться ярким светом;

2) «термодинамический» парадокс (Клаузиус, 1865): если Вселенная существует бесконечно долго (время $t \to \infty$), то она должна находиться в состоянии термодинамического равновесия;

3) парадокс Зеелигера (1865), связанный с применением к СОЕ ньютоновской теории гравитации.

Остановимся на последнем парадоксе подробнее, поскольку он наиболее интересен и эвристичен. Этот парадокс имеет несколько формулировок и интерпретаций. В [1] предлагается следующая: «Для любого тела гравитационная энергия его взаимодействия со всеми массами (звездами) в бесконечной однородной Вселенной будет бесконечной». Эквивалентная формулировка отвечает бесконечности гравитационного потенциала φ. Из этого факта делают вывод либо о конечности Вселенной, либо о неприменимости к ней теории Ньютона. Однако такие интерпретаторы, очевидно, не знакомы с математическими представлениями о том, что бесконечности бывают разными [2]. Иными словами, если в точках 1 и 2 Вселенной $\varphi_1 = \infty$ и $\varphi_2 = \infty$, но $\varphi_1 / \varphi_2 \sim 1$ (знак $\sim$ в данном случае означает эквивалентность), то φ_1 и φ_2 можно считать одинаковыми, несмотря на то, что речь идет о бесконечных величинах. Соответственно, если для двух бесконечно близких точек $d\varphi = 0$, то и напряженность гравитационного поля $E = 0$. Таким образом, по крайней мере, в этом варианте формулировки парадокса Зеелигера он легко разрешается. Необходимо также отметить, что в рамках представленной в данной работе модели нам не придется иметь дело с бесконечно большими значениями гравитационного потенциала.

Согласно [3], парадокс Зеелигера (гравитационный парадокс) формулируется как невозможность «рассмотрения бесконечной однородной Вселенной в этой теории». Однако, по мнению Я. В. Зельдовича, Е. А. Милн и В. Мак-Кри [4] нашли в 1935 г. алгоритм, позволяющий преодолеть указанный парадокс. При этом в [3] Я. Б. Зельдович называет ньютоновский подход строгим и точным. По нашему мнению, решение проблемы, предложенное в [4], является иллюзорным. Вместе с тем, заслуга авторов монографии [4], которые поставили задачу критического осмысления результатов теории относительности на основе классической физики, включая теорию тяготения Ньютона, несомненна. Труды Е. А. Милна и его коллег ценил А. Эйнштейн. В дальнейшем этот подход, основывающийся на классической теории тяготения, широко применили Я. В. Зельдович и И. Д. Новиков [5]. Оказалось, что такого рода подход, сочетающий классическую физику и основные принципы специальной теории относительности, позволяет более просто и более корректно, с физической точки зрения, обосновать нестационарные (закрытую и открытую) модели конечной Вселенной, предложенные в 20-х гг. XX столетия А. А. Фридманом. В связи с обсуждаемым подходом хотелось бы процитировать В. Л. Гинзбурга [6]: «Любопытно, что лишь 1934 г. Милн и Мак-Кри поняли природу такой нестационарности, носящей классический характер, т.е. при известном подходе, вытекающем уже из ньютоновской теории тяготения (дело сводится просто к тому, что при наличии только сил тяготения, которые всегда отвечают притяжению, система тел не может находиться в покое и вообще в стационарном состоянии)». Такое мнение особенно ценно, учитывая, что оно исходило из уст выдающегося физика, благоговейно относящегося к теории относительности.

У нас создается впечатление, что в 80-х гг. И. Д. Новиков уже не вполне разделял точку зрения Я. Б. Зельдовича, поскольку в [7] он сформулировал гравитационный парадокс в достаточно категоричной форме: «Теория Ньютона не дает возможности без добавочных предположений однозначно рассчитать гравитационные силы в бесконечной Вселенной». Для обоснования своего утверждения, которое, несомненно, содержит рациональное зерно, И. Д. Новиков предлагает два мысленных эксперимента.

1. Пусть Вселенная пуста. Возьмем пробное тело и поместим его в некоторую произвольную точку А. Естественно, что в этой точке напряженность гравитационного поля E будет равна нулю. Затем будем постепенно окружать точку А шаровыми слоями вещества с некоторой плотностью ρ. В соответствии с теоремой Гаусса, равенство $E = 0$ не нарушится даже при $R \to \infty$, где R – радиус получившегося шара.

2. Теперь возьмем «готовый» шар радиуса R, однородно заполненный веществом с плотностью ρ, а точку А поместим на поверхности этого шара. Теперь уже, в соответствии с законом всемирного тяготения Ньютона и вытекающей из него теоремой Гаусса, следует, что $E = -GM / R^2$, где G – гравитационная постоянная, M – масса шара. Добавление шаровых слоев, окружающих исходный шар, не меняет, в соответствии с теоремой Гаусса, величину E. Отсюда делается вывод, что во втором случае теория Ньютона предсказывает неверное значение напряженности E в произвольной точке А бесконечной Вселенной.

С формальной точки зрения, И. Д. Новиков безусловно прав, но он допускает во втором случае некоторую методологическую неточность. Действительно, изначально берется готовый шар, т.е. идеальная конечная Вселенная, образовавшаяся, например, путем Большого Взрыва, а затем уже она «облепляется» столь же идеальными оболочками, сохраняющими сферическую симметрию. Но происходящее рассматривается, как и в первом эксперименте, с точки зрения наблюдателя, находящегося не в точке А, а в центре шара О. Что же касается наблюдателя в точке А, то он для шара конечного радиуса R сразу же обнаружит, что в этой точке $E \neq 0$. В бесконечной же Вселенной $E = 0$ и в точке А с позиций наблюдателя, находящегося в этой точке.

По мнению И. Д. Новикова, последовательные и однозначные результаты применительно к космологическим моделям дает только общая теория относительности (ОТО). Однако с однозначностью результатов ОТО дело обстоит не так просто, поскольку ОТО является калибровочной теорией. Действительно, в свое время для обоснования стационарности Вселенной А. Эйнштейн ввел космологическую постоянную Λ. Позднее он считал введение космологического члена главной ошибкой в своей жизни. При $\Lambda \neq 0$ и $\Lambda = 0$ будут получаться разные космологические модели. Отказавшись от использования Λ, А. А. Фридман разработал нестационарную модель конечной Вселенной. В настоящее время для объяснения положительности расширения Вселенной астрофизики снова исходят из того, что $\Lambda \neq 0$ и развивают весьма причудливую картину мира, напоминающую по своей методологии представления древних философов и картины сотворения мира из известных эпосов. В соответствии с этой картиной (ссылки см. в нашей предыдущей работе [8]), видимой и «нормальным» образом проявляющей себя материи во Вселенной отводится лишь 5% от «всего». Далее, 25% приписывается темной материи. Никто не знает, что это такое, но, предполагают, что это нейтрино. А 75% от «всего» относят к темной энергии, которая даже в принципе не является материей, поскольку никак себя не проявляет, кроме эффекта антигравитации. Пишут еще, что темная энергия – это то же самое, что и космологическая постоянная Эйнштейна Λ. В связи с приведенными цифрами не ясно уже то, каким образом процент темной энергии можно складывать с процентами материи, учитывая, что темная энергия по определению не является материей и, следовательно, не обладает массой. В соответствии с современной биолого-тантрической космологией, темная энергия и темная материя вступают в близкие отношения (английский термин «coupling» означает спаривание, совокупление). В результате рождается энергия темной материи. К настоящему времени теория Фридмана уже исправлена с учетом темной энергии.

Таким образом, в ОТО неоднозначностей, обусловленных различными вариантами уравнений Эйнштейна, а также различными начальными и граничными условиями, еще больше, чем в классической ньютоновской теории. С одной стороны, калибровочный характер физической теории не является ее недостатком. Но, с другой стороны, как отмечается в нашей работе [9], в настоящее время считается вполне естественным, что в качестве калибровки ОТО может выступать любое дополнительное условие, в том числе математическое, не имеющее какого-либо физического смысла.

В [8-11] нами было показано, что калибровка, согласующаяся с принципом наименьшего действия и релятивистским выражением для энергии пробной частицы в гравитационном поле, приводит к ряду новых и интересных, на наш взгляд, результатов. В частности, нами было показано, что известное выражение

$$\tilde{R}_G = \frac{2GM}{c^2} \qquad (1)$$

для гравитационного радиуса $\tilde{R}_G$ тела массы M (c – скорость света в вакууме) получено в результате необоснованного применения приближения слабого гравитационного поля к горизонту событий черной дыры, т.е. к поверхности, никоим образом не соответствующей исходному допущению. Если эту ошибку исправить, то получим другое выражение для гравитационного радиуса:

$$R_G = \frac{GM}{c^2} \qquad (2)$$

причем R_G – определяется как радиус поверхности сферически симметричного тела массы M, на которой гравитационный потенциал φ принимает минимальное значение $\varphi_{\min} = -c^2$. Здесь предполагается, что радиус тела $R \geq R_G$. В [12] выражение (2) было получено одним из авторов на основе элементарных, но физически адекватных соображений.

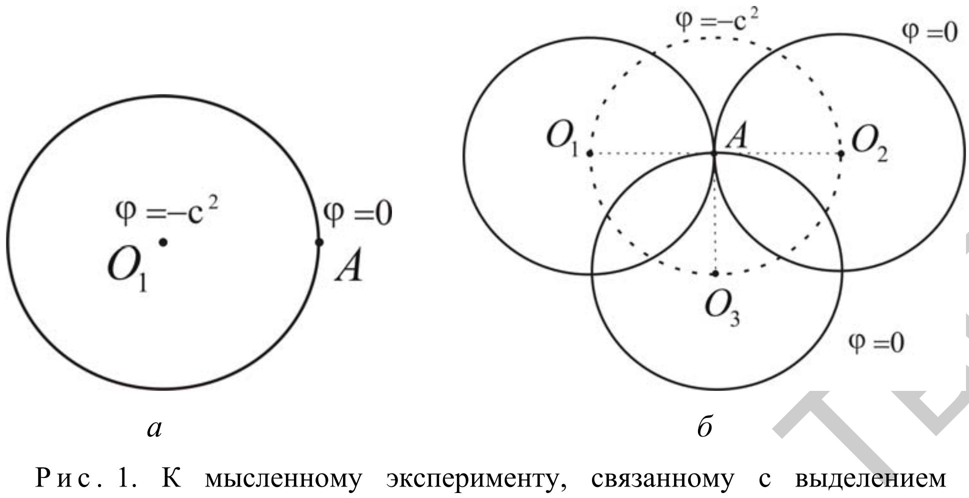
Наши предыдущие публикации [9-12] соответствовали взгляду удаленного наблюдателя, т.е. наблюдателя, находящегося на бесконечности от источника гравитационного поля, т.е. от сферически симметричного тела массы M. В настоящей работе мы помещаем наблюдателя в точку O_1 однородной Вселенной с плотностью ρ (рис. 1). Если Вселенная конечна, т.е. представлена шаром конечного радиуса R, то точку O_1 выберем в центре этого шара. Если же Вселенная бесконечна, то точку O_1 можно выбрать произвольным образом. Применяя к сферической поверхности произвольного радиуса $r \leq R$ теорему Гаусса и интегрируя напряженность гравитационного поля E, получим следующее выражение для ньютоновского гравитационного потенциала:

$$\varphi = \frac{2}{3}\pi\rho G r^2 + K \qquad (3)$$

где K – постоянная интегрирования. Положим, что в центре шара ($r = 0$) $\varphi = \varphi_{\min} = -c^2$. Тогда $K = -c^2$, и формула (3) перепишется в виде

$$\varphi = \frac{2}{3}\pi\rho G r^2 - c^2 \qquad (4)$$

Пусть внешний радиус R выбран таким образом, чтобы при $r = R$ потенциал принимал нулевое значение (рис. 1, *а*).



а *б*

Рис. 1. К мысленному эксперименту, связанному с выделением сферических объемов радиуса $R_c^{(1)}$ в однородной бесконечной Вселенной: *а* – выделена одна сфера, в центре которой O_1 потенциал $\varphi = \varphi_{\min} = -c^2$, а на поверхности (точка А) $\varphi = 0$; *б* – точка А располагается на эквипотенциальных поверхностях $\varphi = 0$, отвечающих сферам, центры которых $O_1, O_2, O_3 \ldots$ лежат, в свою очередь, на эквипотенциальной поверхности $\varphi = -c^2$.

Радиус R, отвечающий $\varphi = 0$ обозначим через $R_c^{(1)}$, поскольку, как будет показано ниже, его, подобно R_G, можно рассматривать в качестве характерного радиуса. Если Вселенная однородна, изотропна и бесконечна, то можно построить еще одну сферу того же радиуса, поверхность которой также проходит через точку А, в которой $\varphi = 0$. Таких сфер существует бесчисленное множество, и их центры O_1, O_2, O_3…, образуют эквипотенциальную сферическую поверхность с $\varphi = -c^2$, центр которой расположен в точке А. На первый взгляд, мы снова приходим к выводу о неоднозначности результатов, полученных на основе ньютоновской теории тяготения. Следовательно, необходимо сделать выбор из трех альтернатив: 1) адекватна модель, отвечающая рис.1, *а*, в соответствии с которой в выбранной сфере потенциал φ возрастает при увеличении текущего радиуса r; 2) адекватна модель, в соответствии с которой для произвольно выбранного в бесконечной Вселенной наблюдателя $\varphi = 0$ (точка А на рис. 1, *б*), причём при удалении от данного наблюдателя потенциал φ уменьшается, принимая минимальное значение $\varphi = -c^2$ при $r = R_c^{(1)}$; 3) обе отмеченных выше модели неадекватны и свидетельствуют о неадекватности ньютоновской теории гравитации, по крайней мере, применительно к бесконечной Вселенной.

Мы полагаем, что правильный выбор должен соответствовать второй из отмеченных выше альтернатив. Действительно, в ряде соотношений теории гравитационного поля, не вытекающих непосредственно из ОТО, фигурирует гравитационный потенциал φ, а не его градиент, определяющий напряженность гравитационного поля. В соответствии с нашими работами [9-11], через φ выражается «нулевая» компонента метрического тензора

$$g_{00} = \left(1 + \frac{\varphi}{c^2}\right)^2 \tag{5}$$

В приближении слабого гравитационного поля ($|\varphi| << c^2$) соотношение (5) переходит в выражение [13]

$$g_{00} = 1 + \frac{2\varphi}{c^2}.$$

Непринятие второй модели приведёт к тому, что с точки зрения ОТО, сводящей эффект гравитации к искривлению пространства, произвольной точке однородной и бесконечно протяженной Вселенной будет соответствовать искривленное пространство, что заведомо неверно. Отметим также, что через g_{00}, а, следовательно, через φ выражается и энергия ε пробной частицы в гравитационном поле [8, 13]

$$\varepsilon = mc^2\sqrt{g_{00}}$$

где $m = m_0 / \sqrt{1 - v^2 / c^2}$ – релятивистская масса частицы (m_0 – масса покоя, v – скорость частицы). Таким образом, с учетом основных принципов и понятий специальной теории относительности, мы приходим к выводу, что выбор исходного значения потенциала для точки А, в которой находится наблюдатель, не является произвольным. Если бы этот потенциал был порядка $-c^2$ в нашей части Вселенной, то мы не могли бы пользоваться соотношениями классической физики и пренебрегать искривлением пространства. Иными словами, в соответствии с космологическим принципом, утверждающим однородность Вселенной на больших масштабах, наиболее адекватным является выбор значения $\varphi = 0$ для наблюдателя, находящегося в произвольной точке А бесконечной однородной Вселенной. Интересно, что именно такой выбор интуитивно предполагается в существующих теориях гравитации [13], включая ОТО, где земной наблюдатель отождествляется с наблюдателем, бесконечно удаленным от всех источников гравитационного поля. Соответственно, для него молчаливо предполагается, что $\varphi = 0$, а $g_{00} = 1$. Эти допущения эквивалентны отказу от принципа Маха, которые мы обсуждали в нашей работе [14]. Принимая принцип Маха, мы должны были бы считать, что в произвольной точке бесконечной однородной Вселенной гравитационный потенциал либо бесконечен (в случае мгновенного распространения взаимодействия), либо имеет минимальное значение, равное $-c^2$.

Выражение для характерного радиуса $R_c^{(1)}$ получим, приравнивая нулю правую часть (4):

$$R_c^{(1)} = \sqrt{\frac{3}{2}}\frac{c}{\sqrt{\pi\rho G}} \qquad (6)$$

С точки зрения наблюдателя, находящегося в произвольной точке однородной и бесконечной Вселенной, именно $R_c^{(1)}$ следовало бы назвать гравитационным радиусом, а сферическую поверхность радиуса $r = R_c^{(1)}$ – горизонтом событий. Характерный радиус $R_c^{(1)}$ отличается от R_G и $\tilde{R}_G$ значением числового множителя: $R_G = R_c^{(1)}/\sqrt{2}$, $\tilde{R}_G = R_c^{(1)}\sqrt{2}$, т.е.

$$R_G < R_c^{(1)} < \tilde{R}_G$$

Область $r > R_c^{(1)}$ недоступна для наблюдателя в точке А (рис. 1, *б*). Следовательно, $\tilde{R}_G$ заведомо не может иметь какого-либо физического смысла. Отсюда делаем вывод, что не только сам потенциал, но и разность потенциалов между доступными для наблюдения точками не могут превышать по модулю c^2. Что же касается поверхности с $r = R_G$, то она будет находиться внутри сферы радиуса $R_c^{(1)}$. Если формулу (4) для потенциала φ в исходной сфере, показанной на рис.1, *а*, переписать в виде

$$\varphi = -c^2\left[1 - \left(r / R_c^{(1)}\right)2\right], \quad r << R_c^{(1)} \quad ,$$

то находим, что $\varphi(R_G) = -c^2/2$, т.е. сферическая поверхность с $r = R_G$ делит разность потенциалов между точками O_i и А пополам. Нам пока не ясно, стоит ли придавать различию между R_G и $R_c^{(1)}$ какой-либо физический смысл. Формальная причина расхождения между этими характерными радиусами сводится к тому, что ранее мы рассматривали шар радиуса R и массой M с точки зрения удаленного наблюдателя и использовали для гравитационного потенциала выражение

$$\varphi = -\frac{GM}{r}, \quad (r >> R) \tag{7}$$

в соответствии с которым $\varphi = 0$ при $r \to \infty$. Имеется в виду наблюдатель, удаленный от источника гравитационного поля на бесконечно большое расстояние. В однородной бесконечной Вселенной такая точка вообще не существует.

В соответствии с отмеченным выше, в каждой точке бесконечно протяженной однородной Вселенной можно поставить в соответствие свой горизонт событий радиуса $R_c^{(1)}$. В центре такой ограниченной Вселенной напряженность гравитационного поля будет равна нулю. Если в качестве «центра мира» выбрать точку, в которой $\varphi = 0$, то сфере радиуса $R_c^{(1)}$ будет отвечать $\varphi = -c^2$ (рис. 1, *б*).

Горизонт событий столь же реален и столь же фиктивен, как и обычный земной горизонт, вводимый в физической географии. Наличие горизонта событий можно интерпретировать как проявление замкнутости вселенной, которая, тем не менее, является бесконечной. Существование горизонта событий является следствием конечности скорости распространения гравитационного взаимодействия, причем из выражения $\varphi_{\min} = -c^2$ и формулы (6) для $R_c^{(1)}$ следует, что эта скорость равна скорости света c. При $c \to \infty$ (классический предел) $\varphi_{\min} \to -\infty$, а $R_c^{(1)} \to +\infty$, т.е. отказ от постулата о конечности скорости света приводит к исчезновению горизонта событий.

Для оценки величины $R_c^{(1)}$ воспользуемся «старым» значение средней плотности во Вселенной $\bar{\rho} = 10^{-30}$ г/см^3 [7, 13], которое отвечает астрономически наблюдаемой материи, т.е. не включает темную материю. Подставляя это значение плотности в (6), находим, что

$$R_c^{(1)} = 6.52 \cdot 10^{10} \text{ св.лет}.$$

Примечательно, что полученное значение совпадает по порядку величины с другим характерным радиусом

$$R_c^{(2)} = cT, \tag{8}$$

который можно рассматривать как оценку сверху размера конечной Вселенной, которой в некий начальный момент времени отвечала бы лишь точка (сингулярность). Здесь T – время жизни Вселенной. По имеющимся оценкам [5, 7, 15] $T = (12...20)\cdot 10^9$ лет. Об оценке сверху мы упоминаем потому, что в соответствии с теорией относительности скорость света c является максимально возможной скоростью расширения Вселенной, независимо от сценариев такого расширения («горячая» модель, инфляционная модель и т.п.). С этой точки зрения в качестве «кажущегося» времени жизни Вселенной было бы целесообразно рассматривать величину $T = R_c^{(1)} / c$, численно равную (в световых годах) $R_c^{(1)}$, т.е. для нашей Вселенной $R_c^{(1)} = 6.52 \cdot 10^{10}$ лет. Это значение в 4 раза больше обычных оценок времени существования нашей Вселенной, но, тем не менее, имеет тот же порядок величины. Еще интереснее, что найденное нами значение $R_c^{(1)}$ в точности совпадает с расстоянием $6.52 \cdot 10^{10}$ св. лет до наиболее удаленного объекта наблюдательной астрономии (№6665 из каталога BATSE [16]).

Следует отметить еще одно удивительное совпадение. Как известно [3], красное смещение $\Delta\lambda$ (λ – длина волны), обусловленное расширением Вселенной со скоростью u, можно представить следующим образом [3]:

$$\Delta\lambda / \lambda = u / c = HR / c . \qquad (9)$$

Для горизонта событий $R_c^{(1)} / c = T$. Но постоянная Хаббла H, в свою очередь, обратна кажущемуся времени существования Вселенной T. Соответственно, находим, что максимальная (точнее – предельная) величина $\Delta\lambda / \lambda$ равна единице. Теперь рассмотрим предельное значение гравитационного красного смещения $(\Delta\lambda / \lambda)_{gr}$, отвечающее фотону, прилетевшему с «края» Вселенной, где $\varphi = -c^2$ в точку, где $\varphi = 0$. Согласно [13],

$$(\Delta\lambda / \lambda)_{gr} = 1 - \sqrt{g_{00}} , \qquad (10)$$

где g_{00} – «нулевая» компонента метрического тензора. С учетом полученного нами ранее выражения (5), находим, что

$$(\Delta\lambda / \lambda)_{gr} = -\varphi / c^2 . \qquad (11)$$

Для горизонта событий также получается, что $(\Delta\lambda / \lambda)_{gr} = 1$ (подчеркнем, что в обоих случаях мы рассматриваем модуль изменения длины волны). Таким образом, красное смещение, обусловленное кажущимся расширением Вселенной и гравитационное красное смещение отвечают, очевидно, просто разным способам описания одного и того же феномена. Заметим также, что во всех отмеченных выше случаях, говоря об излучении, доходящем до нас от горизонта событий, мы имеем в виду предельный случай, когда $r \to R_c^{(1)} - 0$ [2]. Сам же горизонт событий и более удаленные области ($r \geq R_c^{(1)}$), разумеется, недоступны для наблюдателя в точке А.

Мы не настаиваем на том, что все представленные выше утверждения отвечают истине в последней инстанции. Ставить точку и, тем более, «жирную точку» пока рано. Но мы полагаем, что представленные выше результаты, включая количественные оценки, представляют интерес и заслуживают внимания. Необходимо еще раз отметить, что концепции рождения Вселенной, включая концепцию Большого Взрыва, также весьма уязвимы, хотя, как правило, на это лукаво не обращают внимания. В частности, наблюдаемая изотропность Вселенной совместима с ее конечностью только в том случае, если мы находимся в центре этой Вселенной. Таким образом, молчаливо принимается антропоцентрическая картина мира. Еще более вопиющий довод: мы уже отмечали, что астрономы обнаружили объекты, расстояние до которых в несколько раз превышает 20 миллиардов световых лет. Следовательно, свет не успел бы дойти до нас от этих объектов за все время существования Вселенной, которое по всем имеющимся оценкам не превышает 20 миллиардов лет.

Вместе с тем, предложенная нами модель объясняет все три отмеченных выше космологических парадокса. В частности, наличие горизонта событий объясняет парадокс Ольберса, а изотропное реликтовое излучение с температурой 3 К можно рассматривать как равновесное тепловое излучение, отвечающее средней температуре во Вселенной. Более детальное рассмотрение этих аспектов нашей модели выходит за рамки данной работы.

Список литературы

1. Гинзбург В.Л. Современная астрофизика. М.: Наука, 1970.
2. Кудрявцев Л.Д. Курс математического анализа. Т.1. М.: Высшая школа, 1970.
3. Зельдович Я.Б. Теория расширяющейся Вселенной, созданная А.А. Фридманом // УФН, 1963. Т.80. Вып.2. С. 357–390.
4. Milne E.A., Relativity, Gravitation and the World-picture. Oxford: Clarendon Press, 1935.
5. Зельдович Я.Б., Новиков И.Д. Теория тяготения и эволюция звезд. М.: Наука, 1971.
6. Гинзбург В.Л. Некоторые проблемы физики и астрофизики // Физика сегодня и завтра. Л.: Наука, 1973. С. 39–41.
7. Новиков И.Д. Эволюция Вселенной. М.: Наука, 1983. С. 69–74.
8. Самсонов В.М., Петров Е.К. О нарушении закона сохранения в гравитационных полях // Вестник ТвГУ. Серия Физика. 2010. Вып. 9. С. 53–70.
9. Самсонов В.М., Петров Е.К. О физической интерпретации сингулярностей центрально-симметричного гравитационного поля // Письма ЭЧАЯ. 2011. Т. 8, №1 (164). С. 223-231.

10. Самсонов В.М., Петров Е.К. Новый подход к однозначному определению радиуса Шварцшильда // Динамика сложных систем. 2009. Т. 3. №1. С. 30–37.
11. Самсонов В.М., Петров Е.К. О проблеме сингулярности в гравитационной физике // Вестник ТвГУ. Серия Физика. 2009. №3. Выпуск 4. С. 70–79.
12. Петров Е.К. О границах применимости классической модели пространства-времени // Вестник ТвГУ. Физика. 2004. №4(61). С. 137.
13. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. М.: Наука, 1973.
14. Самсонов В.М., Петров Е.К. О принципе Маха // Вестник ТвГУ. Серия Физика. 2009. №41. С. 43–49.
15. Бакулин П.И., Кононович Э.В., Мороз В.И. Курс общей астрономии. М.: Наука, 1977.
16. Агекян Т.А. Звезды, галактики, Метагалактика. М.: Наука, 1981.

RELATIVISTIC MODEL OF INFINITE UNIVERSE

V. M. Samsonov, E. K. Petrov

Tver State University
Chair of Theoretical Physics

It is shown that the relativity principle is required for the consideration of cosmological models even if they are based on the classical (Newtonian) theory of gravity. Particularly, in the infinite homogeneous Universe an own event horizon of characteristic radius $R_c^{(1)}$ of the same order of magnitude as that of another characteristic radius $R_c^{(2)}$ defined as the product of the light velocity and the Universe "apparent" lifetime T will be corresponding to each observer. It is ascertained that $R_c^{(1)}$ agrees with the distance to the most remote astronomical object. Also shown is that for a photon moving from the event horizon to the conventional "center of the world", the red shift calculated using the Hubble constant coincides with the gravitational red shift.

Keywords: *cosmological models, classical gravitation theory, gravitational paradox, infinite Universe, event horizon, Hubble constant, red shift*

Об авторах:

САМСОНОВ Владимир Михайлович – доктор физ.-мат. наук, профессор, заведующий кафедрой теоретической физики ТвГУ, *e-mail:* Vladimir.Samsonov@tversu.ru;

ПЕТРОВ Евгений Кузьмич – старший научный сотрудник кафедры теоретической физики ТвГУ.