Письма в ЖЭТФ, том 45, вып. 2, стр. 61 – 64 *25 января 1987 г.*

СУЩЕСТВУЮТ ЛИ АБСОЛЮТНО ЗАКРЫТЫЕ ВСЕЛЕННЫЕ?

М.А.Марков

Не окажутся ли Вселенные, закрытые в рамках классической механики, не абсолютно закрытыми в случае существования в природе некой предельной длины l_{min}. Это значило бы, что Вселенная не может возникать "из ничего".

Как известно, закрытая изотропная Вселенная расширяется до максимального радиуса (Ландау и Лифшиц (1973) [1])

$$R_{max} = 2\kappa M/3\pi c^2, \tag{1}$$

где κ – гравитационная постоянная, c – скорость света, M– "голая" масса Вселенной. В простом случае масса M равна сумме масс пылинок, обладающих массой η:

$$M = N\eta ,$$

где N – число пылинок в данной Вселенной. После достижения максимального радиуса, радиус закрытой классической Вселенной неограниченно уменьшается.

Пусть минимальная длина в пространстве не может быть меньше некоторой длины l_{min}. Если это обстоятельство означает, что радиус Вселенной может быть определен только *с точностью* l_{min}, то следовательно радиус Вселенной массы M может быть определен величиной[1)]

$$R = R_{max} + l_{min}. \tag{2}$$

Классический объем Вселенной дается выражением (Зельдович и Новиков (1971) [2, 1])

$$V_0 = 2\pi^2 R^3_{max} . \tag{3}$$

Неточность в определении радиуса R_{max} приводит к неточности определения объема[1)]

$$\Delta V = 2\pi^2[(R_{max} + l_{min})^3 - R^3_{max}]. \tag{4}$$

Если $l_{min} \ll R_{max}$, то

$$\Delta V \sim 6\pi^2 R^2_{max}\, l_{min}. \tag{5}$$

С другой стороны, средняя плотность

$$\rho_0 = \frac{M}{V_0} = \frac{M}{2\pi^2 R^3_{max}} = \frac{M}{2\pi^2\left(\frac{2}{3}\,\frac{M\kappa}{\pi c^2}\right)^3} \tag{6}$$

при малых l_{min} практически остается без изменения (при $l_{min} \ll R_{max}$). Выражение для массы, заключенной в этом "шаровом слое"

$$\Delta m = \Delta V \rho_0 = \frac{9\pi c^2}{2\kappa}\, l_{min}. \tag{7}$$

[1)] Знак "+" в (2) и (4) выбирается из условия положительности полной энергии Вселенной $m_{tot} > 0$.

Если l_{min} считать порядка длины Планка [3]

$$l_{min} \sim \sqrt{\hbar\kappa / c^3} \sim 10^{-33} \text{ см}, \qquad (8)$$

то оказывается, что

$$\Delta m \sim \frac{9\pi}{2} \sqrt{\frac{\hbar c}{\kappa}} \,. \qquad (9)$$

Полученный результат имеет общность фундаментальной теоремы в том смысле , что величина Δm представляет собой универсальное значение совершенно независимо от значения "голой" массы M Вселенной. Основная характеристика замкнутой Вселенной (величина M), как это видно из оценок, выпадает из полученного выражения для Δm.

Если обсуждаемое значение Δm имеет смысл той величины, которой "не хватает" Вселенной, чтобы оказаться абсолютно закрытой, то *любая* классически закрытая Вселенная в условиях существования элементарной длины должна для внешнего наблюдателя выглядеть частицей с массой $\sim \sqrt{\hbar c/\kappa}$ и размерами $l_{min} \sim \sqrt{\hbar\kappa/c^3} \sim 10^{-33}$ см. Обсуждаемую ситуацию закрытой Вселенной в условиях существования элементарной длины можно подробнее иллюстрировать следующим образом. Как известно, характерное свойство закрытой Вселенной заключается в том, что полная масса Вселенной оказывается точно равна нулю в любой момент расширения и сжатия закрытой Вселенной, нулю оказывается равным также полный электрический заряд и "спин" закрытой Вселенной. В простом случае пылевидной Вселенной гравитационный дефект масс равен точно $M = N\eta$ с обратным знаком, когда все ее пылинки находятся в покое.

Но если неточность в R_{max} принципиально не дает возможности гравитационным дефектам масс сравняться с заданной "голой" массой частиц, то Вселенная не может быть полностью закрытой. Полная масса части классической закрытой Вселенной в момент максимального расширения дается выражением [2]

$$m_{tot} = {}^4/_3\, \pi \rho_0 R^3_{max} \sin^3\chi \;, \qquad (10)$$

где χ меняется от 0 до π. При $\chi = \pi$ полная масса Вселенной стремится к нулю. Поверхность "части" замкнутого мира выражается формулой [2]

$$S = 4\pi R^2_{max} \sin^2\chi \;. \qquad (11)$$

Поверхность стремится к нулю также при $\chi \to \pi$. В случае, если Δm – это то предельное значение для полной массы Вселенной, меньше которого оно не может быть, то

$$\Delta m_{tot} = m_{min} \sim \sqrt{\hbar c/\kappa} = 4\pi R^3_{max} \sin^3\chi_0$$

определяет предельное значение $\pi - \Delta\chi_{min} = \chi_0$. Это $\Delta\chi$ определяет также отклонение от нуля и поверхности классического замкнутого мира (11) любой массы M, т. е. для любой классической закрытой Вселенной.

Выше речь шла об объектах, которые являются предельными случаями миров, на возможность существования которых впервые было указано О.Клейном (1961) [4]. Они получили название "полузамкнутых миров" [2]. Давно было обращено внимание на то, что если в закрытую Вселенную "вложить" один единственный электрон (или нейтрино), то Вселенная обязана разомкнуться, она получает (в случае электрона) во вне рейсснер-нордстремовское продолжение. В этом случае Вселенная любых внутренних размеров во внешнем пространстве должна наблюдаться как электрически заряженная частица примерно планковских размеров и масс. Такая возможность может иметь отношение и к нашей Вселенной, если ее средняя плотность материи достигает критического значения $\rho_{crit} \sim 10^{-29}$ г/см^3. Обсуждаемые пространственно полузамкнутые объекты по многим своим свойствам аналогичны черным дырам, они даже названы "черными дырами второго рода" (Марков, 1974 [5]). Излучение электрически заряженного объекта типа черной дыры было рассмотрено еще в 1970 году (Марков и Фролов [6]). Было показано, что заряженная черная дыра обязана излучить свой заряд во внешнее пространство, уменьшив его по крайней мере до $Q \sim 137e$, что означало бы соответствующее уменьшение массы черной дыры. Но впоследствии стала широко обсуждаться известная теорема Хокинга, согласно которой масса черной дыры может только увеличиваться. Универсальность теоремы Хокинга поставила авторов работы [6] в очень затруднительное положение. Выход из затруднения указан на Варшавской гравитационной конференции в докладе Маркова (1974 [4]), в котором было высказано соображение о том, что теорема Хокинга нарушается в квантовой области и интерпретировался результат работы [6] эффектом рождения электронно-позитронных пар в кулоновском поле черной дыры, после чего одна из компонент пары уходит на бесконечность, уменьшая массу черной дыры. Вскоре (1974) Хокингом был сформулирован в общем случае характер излучения черных дыр.

Но формулы хокинговского излучения справедливы для макроскопических черных дыр. При массах черных дыр, близких к массе Планка (например, $m = nm_P$, где $n \sim 1$) характер хокинговского излучения черной дыры должен существенно деформироваться, в частности спектр излучения становится дискретным. Вопрос о конечном состоянии обычной черной дыры (черной дыры первого рода) в рамках теории хокинговского излучения остается открытым.

Остается нерешенным вопрос, излучается ли черная дыра полностью или, на что также имеются основания, что масса конечного состояния черной дыры не исчезает, а равна массе максимона (Мальцев, Марков (1980) [7]).Конечное состояние черной дыры второго рода (полузамкнутый мир) должно существенно отличаться от конечного состояния обычной черной дыры. Обычная черная дыра может в процессе излучения распадаться полностью – для этого во всяком случае нет формального запрета. Черная дыра второго рода ("серая" дыра в терминологии Зельдовича – Новикова (1971) [2]) даже при полном излучении должна оставаться существовать в виде замкнутой Вселенной в принципе каких угодно макроскопических размеров.

Обращает на себя внимание, что предыдущие соображения ведут к утверждению, что конечное состояние черной дыры второго рода должно быть *стабильно* и иметь массу порядка массы максимона со всеми отсюда вытекающими возможными астрофизическими следствиями: наличие максимонов могло бы играть роль "невидимого вещества", которого, как считается, "не хватает" астрофизике. Стабильные максимоны могли бы объединяться в нестабильные долгоживущие минимаксимонные образования (максидейтерий, макситритий и т.д.), максимонные звездные объекты ("максимонные рои") [8]. Распад минимаксимонных систем мог бы определять и верхнюю энергию нейтринного спектра космических лучей и т. д. (Марков, 1981 [9]). Существенно подчеркнуть, что дыра второго рода не может возникать в результате простого коллапса звезд. Астрофизические трудности наличия относительно большого количества максимонов (Полнарев, Хлопов 1985 [10]) если они здесь возникнут, общие для существования стабильных тяжелых частиц – монополей и других, в инфляционном варианте Вселенной могли бы найти решение проблемы в общем случае. Если можно убедиться в том, что обсуждаемые стабильные максимоны отсутствуют, то в случае справедливости предыдущих соображений – это означало бы и отсутствие в природе фундаментальной длины l_{min}. Предыдущие замечания относятся и к длинам $l_{min} \gg l_P$ (Гинзбург, Фролов (1976) [11]) уже в рамках применимости современной квантовой теории.

Литература

1. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теория поля. М.: Наука, 1973.
2. *Зельдович Я.Б., Новиков И.Д.* Строение и эволюция Вселенной. М., 1975, с. 136.
3. *Markov M.A.* Preprint P-0187, 1980, Inst. Nucl. Res. Ac. Sci. USSR.
4. *O'Klein W. Heisenberg und die Physik Unserer Zeit. Braunschweig* 1961.

5. *Markov M.A.* In "Gravitational Radiations and Gravitational Collapse" ed. C. De Witt, 1974.

6. *Марков М.А., Фролов В.П.* ТМФ, 1970, **3**, 41.

7. *Mal'tsev V., Markov M.* Preprint P-160, 1980, Inst. Nucl. Res. Ac. Sci. USSR.

8. *Markov M.A.* Preprint Inst. Nucl. Res. Ac. Sci. USSR "On the upper limit of the cosmic ray energy spectrum" P-0197, 1981.

9. *Markov M.A.* "Big Bang, Small Bang, Miny Bang". Preprint P-0207, 1981.

10. *Полнарев А.Г., Хлопов М.Ю.* УФН, 1985, **145**, 369.

11. *Гинзбург В.Л., Фролов В.П.* Письма в Л.Ж. 1976, **2**, 514.

Институт ядерных исследований
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
4 декабря 1986 г.