

Мюнг и др.

Температурная сила взамен энтропийной силы

Реферат подготовил М.Х. Шульман (shulman@dol.ru)

arXiv:1006.1922v1 [hep-th] 9 Jun 2010

Entropic force versus temperature force

Yun Soo Myung (ysmyung@inje.ac.kr), Hyung Won Lee (hwlee@inje.ac.kr), and Yong-Wan Kim (ywkim65@gmail.com)

Institute of Basic Science and School of Computer Aided Science, Inje University, Gimhae 621-749, Republic of Korea

Введение

В этой работе показано, что закон для ньютоновой силы может быть выведен из температурной силы на полости без ссылки на голографический принцип и правило равнораспределения. Это – естественный подход, потому что он исходит из температуры Толмена в стационарном пространстве-времени (черной дыры) и тесно связан эффектом Толмена-Эренфеста, который гласит, что даже для ньютонова тяготения температура не постоянна в пространстве при равновесии [12, 13].

После открытия законов термодинамики черной дыры [1], Бекенштейн [2] и Хокинг [3] предположили наличие глубокой связи между гравитацией и термодинамикой, связанной с энтропией черной дыры и излучением Хокинга. Позже Джекобсон [4] показал, что уравнения Эйнштейна общей теории относительности (описывающие релятивистскую гравитацию) могут быть выведены при объединении общих термодинамических представлений с принципом эквивалентности.

Падманабхан [5] заметил, что закон равнораспределения для степеней свободы горизонта в сочетании с формулой Смарра приводит к закону тяготения Ньютона. Это может означать, что энтропия устанавливает связь общей теории относительности со статистическим описанием неизвестной микроструктуры пространства-времени в присутствии горизонта.

Недавно Верлинде предложил интерпретацию закона ньютоновой как энтропийной силы (нерелятивистская версия) с помощью голографического принципа и правила равнораспределения в отсутствие горизонтов [6]. В своей работе [6] он, развивая аналогию горизонтом черной дыры, ввел представление о голографическом экране, окружающем массу M . На поверхности экрана хранится информация. При приближении к экрану пробной массы m происходит перераспределение информации и, соответственно, энтропии, возникает градиент энтропии, под действием которого, в свою очередь, возникают стохастическая сила, ускорение (соответствующая ускорению Унру) и эффективная температура на экране

$$T_{hs} = \frac{\hbar}{2\pi k_B c} \frac{GM}{r^2}. \quad (7)$$

Если это верно, то гравитация является не фундаментальным взаимодействием, а феноменом, возникающим вследствие статистического

поведения микроскопических степеней свободы, локализованных на голографическом экране. Иными словами, сила тяготения не является чем-то, связанным с материей самой по себе, а представляет собой некий внешний физический эффект, возникающий при взаимодействии массы, времени и пространства (информации) через энтропию.

Однако неизбежен вопрос, *откуда берется сферический голографический экран радиуса r , который заключает в себе источник массы M , что является основанием для использования голографического принципа*. Это очень важный момент [7], поскольку голографический экран (весьма экзотическое описание пространства-времени) возникает из релятивистских подходов к черной дыре [8, 9] и космологии [10, 11]. Верлинде ввел этот экран по аналогии с процессом поглощения частицы вблизи горизонта событий черной дыры. Если рассматривать меньшую пробную массу m расположенную на расстоянии Δx от экрана и получающую порцию энтропии на экране, то ее поведение должно уподобляться приближению частицы к сжатому горизонту черной дыры, как это было описано Бекенштейном [2]. Ясно, что Верлинде ввел голографический экран как базовый принцип для вывода энтропийной силы.

Следующий важный вопрос состоит в том, почему правило равнораспределения может быть применено к такому нерелятивистскому экрану для определения температуры без каких-либо обоснований. Для черных дыр правило равнораспределения переходит в формулу Смарра $E = NT/2 = 2ST$, откуда следует $N = 4S = Ac^3/G\hbar$. Кроме того, оно может быть выведено из первого начала термодинамики $dE = TdS$ для черной дыры Шварцшильда, заряд Комара есть в точности ADM масса M . Даже полагая, что правило равнораспределения применимо для классической термодинамики, нет гарантии, что голографический принцип $N = Ac^3/G\hbar$ может быть применим к любым нерелятивистским ситуациям. В этом смысле данный вопрос тесно связан с первым.

Если на два вышеуказанных вопроса получены ответы, необходимо сделать следующий шаг, чтобы понять природу силы Ньютона. Однако существует еще щель между нерелятивистским подходом (отсутствие горизонтов) и релятивистским подходом (наличие горизонтов). Незаконно использовать голографический экран, определенный использованием голографического принципа и правилом равнораспределения, при выводе нерелятивистского закона для силы. Показано, что Верлинде использовал некоторые идеи для получения уравнений Эйнштейна на основании их вывода Джекобсоном. Кроме того, кажется, что он допустил порочный круг в своих уравнениях, отправляясь от уравнений тяготения Эйнштейна.

Температурная сила

Использование голографического экрана не описывает гарантированно нерелятивистский случай источника с массой M . Следовательно, если ньютоново тяготение не является фундаментальной силой, лучше описывать закон ньютоновой силы без использования голографического принципа и правила равнораспределения.

Определим температуру на полости, заключающей источник массы M , расположенного в ее центре, без привлечения идеи голографического экрана. Начнем со сферически симметричного стационарного пространства-времени, которое может включать черную дыру:

$$ds_{stat}^2 = g_{00}(\vec{x})dx^0dx^0 - g_{ij}(\vec{x})dx^idx^j. \quad (10)$$

Температура Толмена для наблюдателя на полости определяется в [17] как

$$T_T(r) = \frac{T_\infty}{\sqrt{g_{00}}}, \quad g_{00}(r) = 1 + \frac{2\Phi(r)}{c^2} \quad (11)$$

где T_∞ - температура, измеренная наблюдателем на бесконечности, а в знаменателе $\sqrt{g_{00}}$ рассматривается как фактор красного смещения. Φ – ньютонов потенциал. Ситуация проясняется при введении черной дыры Шварцшильда [18]:

$$g_{00} = 1 - \frac{2MG}{c^2 r} = 1 + \frac{2\Phi}{c^2}, \quad T_\infty = T_H = \frac{1}{8\pi GM} \quad (12)$$

где T_H – температура Хокинга на бесконечности. Важно упомянуть нерелятивистский случай $c \rightarrow \infty$ для ньютоновой гравитации

$$T_T \simeq \frac{T_\infty}{1 + \frac{\Phi}{c^2}} \simeq T_\infty \left(1 - \frac{\Phi}{c^2}\right) \equiv T_{non}, \quad (13)$$

где последнее соотношение определяет нерелятивистскую температуру T_{non} . С другой стороны, в соответствии с эффектом Толмена-Эренфеста [13], равновесие между двумя системами осуществляется, когда полная энтропия максимизируется условием

$$dS = dS_1 + dS_2 = 0. \quad (14)$$

Если элемент тепла dE_1 поступает во вторую систему, то это приводит к условию теплового равновесия

$$\frac{dS_1}{dE_1} - \frac{dS_2}{dE_2} = 0 \rightarrow T_1 = T_2. \quad (15)$$

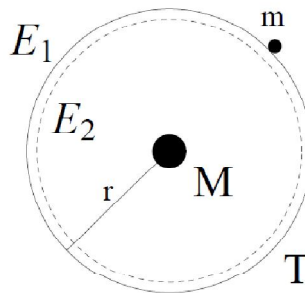


Рисунок 1: Полость с температурой T расположена на расстоянии r от источника массы M , расположенной в центре. Пробная масса m расположена на поверхности полости. Мы используем полости, обозначенные сплошной и пунктирной линиями, чтобы продемонстрировать эффект Толмена-Эренфеста, как в уравнении (16).

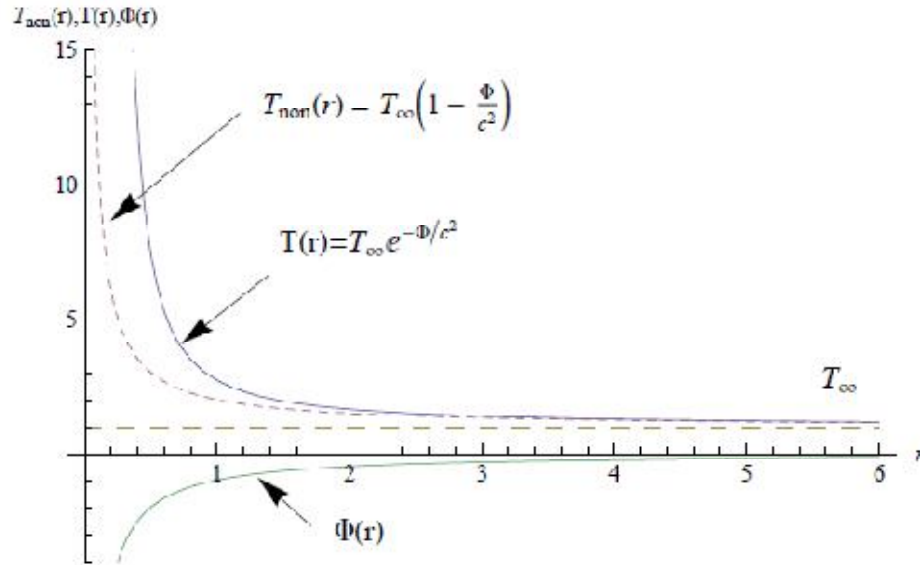


Рисунок 2: Нерелятивистская температура $T_{non}(r)$ (пунктирная кривая) и локальная температура $T(r)$ (сплошная кривая) показаны сверху. T_{∞} - неопределенная температура, наблюдаемая удаленным наблюдателем в присутствии ньютонова тяготения. Ньютонов потенциал $\Phi(r)$ изображен как функция r внизу.

Однако, если двум системам отвечают различные ньютоновы потенциалы, количество энергии dE_1 , уходящей из первой системы, не равно количеству энергии, поступающей во вторую систему. Это вызвано тем, что $E = mc^2$, а из равенства инертной и гравитационной масс следует, что любой форме энергии отвечает гравитационная масса, так что часть энергии превращается в гравитационное поле. В этом случае, как показано на рис. 1, очень естественно определить локальную температуру $T(r)$ на полости, удаленной на расстояние r от источника массы M . Тогда dE_2 есть dE_1 , увеличенная на потенциальную энергию $m\Delta\Phi$:

$$dE_2 = dE_1 \left(1 + \frac{\Delta\Phi}{c^2} \right). \quad (16)$$

Используя (15) и (16), находим:

$$\frac{1}{T_2} = \frac{dS_2}{dE_2} = -\frac{dS_1}{dE_2} = \frac{1}{T_1} \frac{1}{1 + \frac{\Delta\Phi}{c^2}} \quad (17)$$

откуда следует¹:

¹ Как было объяснено в [19], $\vec{g}$ - это галилеево ускорения тяготения, а $1/c^2$ введено для учета слабого релятивистского эффекта. $\vec{\nabla} \ln T = \vec{g}/c^2$ означает, что вертикальный столбик жидкости при равновесии горячее внизу. Например, $\vec{\nabla} \ln T = 10^{-18}/cm$ на поверхности Земли при $g=9.81m/s^2$. Следует отметить, что иной вывод $\vec{\nabla} \ln T = \vec{g}/c^2$, отличный от приведенного здесь, был уже дан в [12].

$$\frac{\Delta\Phi}{c^2} = \frac{T_2}{T_1} - 1 \rightarrow \frac{\vec{\nabla}\Phi}{c^2} = -\frac{\vec{\nabla}T}{T} = -\frac{\vec{g}}{c^2}. \quad (18)$$

Здесь сделана подстановка $T_1 \rightarrow T$ и $T_2 - T_1 \rightarrow -\Delta T$. Тогда из вышеприведенного следует важное соотношение между температурой и ньютоновым потенциалом

$$-\Phi = c^2 \ln[T/T_\infty] \quad (19)$$

которое подразумевает локальную температуру как функцию ньютонова потенциала

$$T(r) = T_\infty e^{-\Phi/c^2} \simeq T_\infty \left(1 - \frac{\Phi}{c^2}\right). \quad (20)$$

Таблица 1

Сравнение между энтропийной силой и температурной силой

Тип силы	Принцип	Объект	Температура	Потенциал	Сила
Энтропийная	Голографический, равномерное распределение	Экран	$T = \frac{\hbar}{2\pi k_B c} g$	$\Phi \propto S$	$F = \frac{2\pi k_B m c}{\hbar} T = mg$
Температурная	Эффект Толмена – Эренфеста	Полость	$\vec{\nabla} \ln T = \frac{\vec{g}}{c^2}$	$\Phi \propto \ln T$	$\vec{F} = mc^2 \vec{\nabla} \ln T = m\vec{g}$

Как показано на рис. 2, нерелятивистская температура T_{non} является приближением первого порядка для локальной температуры $T(r)$. Они различаются при малых r , но сближаются при больших r , стремясь к T_∞ на бесконечности. Явно показана связь с ньютоновым потенциалом.

Окончательно температурная сила определяется в виде

$$\vec{F}_{tem} = mc^2 \left(\frac{\vec{\nabla}T}{T} \right) = mc^2 \vec{\nabla} \ln T = m\vec{g}, \quad (21)$$

что приводит к универсальному закону Ньютона.

В отличие от изменения энтропии на голографическом экране, когда пробная масса приближается к экрану, в полости является существенным изменение энергии, когда пробная частица приближается к полости. Это имеет место вследствие уравнения $E = mc^2$, и принцип эквивалентности (равенство инерциальной и гравитационной массы) требует, чтобы любая форма энергии обладала гравитационной массой и, таким образом, увлекалась гравитационным полем. Следовательно, dE_2 есть dE_1 , увеличенная на потенциальную энергию

$m\Delta\Phi$, что порождает некоторую силу притяжения, действующую на пробную массу. Ключевой механизм отличен: для энтропийной силы

$$\text{пробная масса } (m) \rightarrow \text{энтропия растет на голографическом экране}, \quad (22)$$

в то время, как для температурной силы

$$\text{пробная масса } (m) \rightarrow \text{энергия растет в полости}. \quad (23)$$

Кроме того, энтропийная сила зависит от температуры экрана самой по себе, в то время как температурная сила зависит от градиента логарифма температуры. Ньютонов потенциал в энтропийной силе представлен энтропией, тогда как в температурной силе он представлен температурой. В этом смысле понятие температурной силы используется вместо энтропийной силы. При определении температурной силы T_∞ определена не единственным образом, при этом $\hbar$ и k_B не появляются, как это имеет место для энтропийной силы.

Ссылки

- [1] J. M. Bardeen, B. Carter and S. W. Hawking, Commun. Math. Phys. 31, 161 (1973).
- [2] J. D. Bekenstein, Phys. Rev. D 7, 2333 (1973).
- [3] S.W. Hawking, Commun. Math. Phys. 43, 199 (1975) [Erratum-ibid. 46, 206 (1976)].
- [4] T. Jacobson, Phys. Rev. Lett. 75, 1260 (1995) [arXiv:gr-qc/9504004].
- [5] T. Padmanabhan, arXiv:0912.3165 [gr-qc].
- [6] E. P. Verlinde, arXiv:1001.0785 [hep-th].
- [7] Y. S. Myung and Y. W. Kim, Phys. Rev. D 81, 105012 (2010) [arXiv:1002.2292 [hep-th]].
- [8] G. 't Hooft, arXiv:gr-qc/9310026.
- [9] L. Susskind, J. Math. Phys. 36, 6377 (1995) [arXiv:hep-th/9409089].
- [10] R. Bousso, Rev. Mod. Phys. 74, 825 (2002) [arXiv:hep-th/0203101].
- [11] L. Susskind and J. Lindesay, Black holes, information, and the string theory revolution (World Scientific, Singapore, 2005).
- [12] R. C. Tolman, Phys. Rev. 35, 904 (1930).
- [13] R. C. Tolman and P. Ehrenfest, Phys. Rev. D 36, 1791(1930).
- [14] W. G. Unruh, Phys. Rev. D 14, 870 (1976).
- [15] D. Kothawala and T. Padmanabhan, arXiv:0911.1017 [gr-qc].
- [16] T. Padmanabhan, Class. Quant. Grav. 21, 4485(2004) [arXiv:gr-qc/0308070].
- [17] R. C. Tolman, Relativity, Thermodynamics and Cosmology (Clarendon Press, Oxford, 1934) p.313.
- [18] J. W. York, Phys. Rev. D 33, 2092 (1986).
- [19] C. Rovelli and M. Smerlak, arXiv:1005.2985 [gr-qc].