Чен и Ли (Китай)

Первое начало термодинамики на голографических экранах в концепции энтропийной силы

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

---
arXiv:1006.1442v1 [hep-th] 8 Jun 2010

First law of thermodynamics on holographic screens in entropic force frame

Yi-Xin Chen (yxchen@zimp.zju.edu.cn) and **Jian-Long Li**(marryrene@gmail.com)

Zhejiang Institute of Modern Physics, Zhejiang University, Hangzhou 310027, China

---

PACS numbers: 04.20.Cv, 04.70.Dy, 04.70.Bw

Одним из наиболее интересных открытий в общей теории относительности является термодинамика черных дыр, которая устанавливает соотношение между гравитацией и термодинамикой [1]. Недавно было широко признано, что гравитация могла бы быть выведена из термодинамики неизвестной микростуры пространства-времени. Джекобсон первый проиллюстрировал эту идею, выведя уравнения Эйнштейна из первого начала термодинамики $\delta Q = TdS$, определенных на локальном горизонте Риндлера. Эта иллюстрация может быть распространена на не-эйнштейновское тяготение (см. обзор в [3]). Альтернативной иллюстрацией является энтропийная сила, предложенная Верлинде [4]. В его работе пространство-время представляет собой место, где хранится информация, а фундаментальным элементом 3-мерного пространства является 2-мерный голографический экран. Допуская термодинамические характеристики на голографических экранах и используя голографический принцип, Верлинде устанавливает соответствие между гравитацией в 3-мерном пространстве и термодинамикой на 2-мерном голографическом экране. Именно, источником гравитации является энтропийная сила. Эта энтропийная сила вскоре получила разнообразные применения, их неполный список приведен в [5].

В предложении Верлинде каждому голографическому экрану сопоставляется некоторая температура. Энергия Комара системы, заключенной в экране, равномерно распределена по степеням свободы голографического экрана, соответственно температуре. А гравитация происходит из-за изменения энтропии, когда пробная частица приближается к экрану.

Однако Верлинде не приводит формы термодинамической энтропии. В работе Падманабхана [6] энергия Комара может быть выражена в виде принципа равнораспределения $E = 1/2\int TdN$. В теории Эйнштейна мы имеем $dN \sim dA$, где A – площадь голографического экрана. Ввиду бифуркации горизонта мы имеем $E=2TS$, где S – энтропия горизонта. Таким образом, мы можем угадать, что энтропия голографического экрана может быть равна $S = A/4$, как это и есть на горизонте. В [7–9, 12] авторы также получают соотношение $S = A/4$, исходя из различных аспектов энтропийной силы, где S – энтропия голографического экрана. Поскольку T, E и S хорошо определены на голографическом экране, нам необходимо исследовать первое начало голографического экрана термодинамики.

Горизонт черной дыры представляет собой естественный пример голографического экрана, так что разумно предположить, что термодинамика голографического экрана подобна термодинамике черной дыры. Кроме того, в [10–12] установлено, что когда голографический экран соответствует горизонту черной дыры, определение энергии Комара эквивалентно закону Смарра (Smarr law), который является интегральной формой первого начала термодинамики черной дыры. Как результат, когда голографический экран далеко от горизонта, разумно предположить, что эквивалентность в данном случае действительна. Поскольку закон Смарра получается путем интегрирования дифференциальной формы первого начала для термодинамики черной дыры, возникает требование о существовании и дифференциальная форма первого начала для термодинамики голографического экрана.

Более того, в работах и Джекобсона, и Верлинде температура Унру, измеренная ускоренным наблюдателем в каждой точке пространства-времени, играет ключевую роль. Она появляется в первом начале $\delta Q = TdS$ на горизонте Риндлера и эквивалентна температуре голографического экрана. Таким образом, она необходима для соответствующего первого начала термодинамики на голографическом экране. В работе [13] Zhao обсуждает симметрию Пуанкаре первого начала термодинамики. Она показывает, что и термодинамика, и гравитация универсальны для всех физических систем. Это другое требование относительно существования первого начала голографической термодинамики.

В этой статье, используя метод, подобный методу Смарра, мы даем первое начало для голографического экрана, заключающего сферическую черную дыру, в дифференциальной и интегральной форме. Интегральная форма соответствует принципу равнораспределения энергии и энергии массы Комара. Мы устанавливаем, что энтропия экрана также отвечает соотношению $S \sim A/4$, но мы обращаем логику его интерпретации на $A \sim 4S$. То есть площадь голографического экрана определяется его энтропией. В сравнении с потенциалом Ньютона, тепловой потенциал голографического экрана, такой как температура, более подходит для возникающего пространства. В результате не только уравнение Эйнштейна оказывается уравнением термодинамического состояния [2], но также и пространственная метрика может быть представлена в виде функций от термодинамических сущностей. Это - дополнительная иллюстрация сценария Верлинде возникновения пространства-времени.

Ссылки:

[1] J. M. Bardeen, B Carter and S. W. Hawking, Commun. Math. Phys. 31, 161 (1973).
[2] T. Jacobson, Phys. Rev. Lett. 75, 1260 (1995).
[3] T. Padmanabhan, arXiv:0911.5004.
[4] E. P. Verlinde, arXiv:1001.0785 [hep-th].
[5] R. G. Cai, L. M. Cao and N. Ohta, Phys. Rev. D 81, 061501 (2010) [arXiv:1001.3470 [hep-th]].
F. W. Shu and Y. Gong, arXiv:1001.3237 [gr-qc].
M. Li and Y. Wang, Phys. Lett. B 687, 243 (2010)[arXiv:1001.4466 [hep-th]].
C. Gao, Phys. Rev. D 81, 087306 (2010) [arXiv:1001.4585 [hep-th]].
Y. Wang, arXiv:1001.4786 [hep-th].
Y. S. Myung and Y. W. Kim, arXiv:1002.2292 [hep-th].
S. Gao, arXiv:1002.2668 [gr-qc].
S. Hossenfelder, arXiv:1003.1015 [gr-qc].
J. Munkhammar, arXiv:1003.1262 [hep-th].
A. Sheykhi, Phys. Rev. D 81, 104011 (2010) [arXiv:1004.0627 [gr-qc]].

H. Wei, arXiv:1005.1445 [gr-qc].
[6] T. Padmanabhan, arXiv:1003.5665 [gr-qc]. T. Padmanabhan, Mod. Phys. Lett. A 25, 1129 (2010) [arXiv:0912.3165 [gr-qc]]. T. Padmanabhan, arXiv:0911.1403 [gr-qc].
[7] J. P. Lee, arXiv:1005.1347 [hep-th].
[8] V. V. Kiselev and S. A. Timofeev, arXiv:1004.3418 [hep-th].
[9] Q. Pan and B. Wang, arXiv:1004.2954 [hep-th].
[10] R. Banerjee and B. R. Majhi, Phys. Rev. D 81, 124006 (2010) [arXiv:1003.2312 [gr-qc]].
[11] R. G. Cai, L. M. Cao and N. Ohta, Phys. Rev. D 81, 084012 (2010) [arXiv:1002.1136 [hep-th]].
[12] Y. Tian and X. Wu, Phys. Rev. D 81, 104013 (2010) [arXiv:1002.1275 [hep-th]].
Y. X. Liu, Y. Q. Wang and S. W. Wei, arXiv:1002.1062 [hep-th].
R. A. Konoplya, arXiv:1002.2818 [hep-th].
[13] L. Zhao, arXiv:1002.0488 [hep-th].
[14] L. Smarr, Phys. Rev. Lett. 30, 71 (1973) [Erratum-ibid. 30, 521 (1973)].
[15] F. Piazza, arXiv:1005.5151 [gr-qc].
[16] Заметим, что в [6] количество микроскопических степеней свободы в уравнении (4) определено выражением $\partial L/\partial R_{abcd}$, где L – гравитационный лагранжиан, R_{abcd} – тензор Римана. В общей теории относительности dN ~ dA, что согласуется с нашим результатом.