

УДК 524.882

DOI: 10.31040/2222-8349-2022-0-1-21-24

ПРЕДЕЛ СВЕТИМОСТИ ЭДДИНГТОНА ДЛЯ БЕЗМАССОВЫХ КРотовых НОР СО СКАЛЯРНЫМ ПОЛЕМ

© Р.М. Юсупова, Г.Р. Мухтарова, Р.Н. Измаилов

Большинство астрофизических объектов растут за счет массовой аккреции. Почти повсеместное присутствие межзвездного вещества обычно приводит к образованию вокруг компактных объектов аккреционных дисков. Выброс излучения из диска определяется внешними гравитационными потенциалами центрального массивного объекта, которые, в свою очередь, существенно определяются его природой – нейтронная звезда, черная дыра, кротовая нора или голая сингулярность. Следовательно, астрофизические наблюдения эмиссионных спектров от аккреционных дисков может привести к возможности прямого тестирования физических и астрофизических свойств компактных общих релятивистских объектов, которые создали диск своим гравитационным полем. Процесс аккреции идет благодаря вязкости, обусловленной турбулентными движениями вещества в аккреционных дисках. В свою очередь, диски обладают важным свойством – светимостью, которая в наши дни позволяет косвенно наблюдать за астрофизическими компактными объектами.

В работе выполнены расчеты по определению предела светимости Эддингтона аккреционного диска, образованного вокруг безмассовой кротовой норы. Была установлена зависимость предельной светимости в области горловины и на бесконечности от дилатонного, электрического и магнитного зарядов для кротовой норы Гуларта. Также получен верхний предел для дилатонного заряда, при котором достигаются максимальное значение светимости Эддингтона. В результате было установлено, что с увеличением дилатонного заряда, значение предела светимости Эддингтона возрастает.

Ключевые слова: предел Эддингтона, безмассовая кротовая нора, дилатонный заряд.

Предел светимости Эддингтона L_{Edd} – это максимальная светимость компактных астрофизических объектов (черных дыр, нейтронных звезд, кротовых нор и т.д.), излучающих за счет процесса аккреции. Предел Эддингтона достигается при равновесии гравитационной силы, действующего внутрь, и силы давления излучения, действующего наружу. Если $L < L_{Edd}$, т.е. гравитационная сила превышает силу давления излучения, то становится возможной аккреция вещества на компактный источник излучения. При $L > L_{Edd}$ (суперэддингтон) вещество отталкивается от аккреционного диска из-за превышения силы давления излучения [1]. Примером для последнего случая могут служить рентгеновская двойная система SS 443 и нейтронная звезда M82X-2.

В данной работе исследуется предел Эддингтона для безмассовой кротовой норы Гуларта.

Решение Гуларта. Недавно Гулартом было описано новое решение для безмассовой кротовой норы в теории Максвелла–Эйнштейна в координатах (t, r, θ, φ) . Такое поле из теории содержит в себе метрику $g_{\mu\nu}$, калибровочное поле A_μ и дилатонное поле φ , а сам дилатон экспоненциально связан с напряженностью электрического поля [2]. Действие выражается как:

$$S = \int d^4x \sqrt{-g} (R - 2\partial_\mu \varphi \partial^\mu \varphi - W(\varphi) F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}), \quad (1)$$

где $W(\varphi) = e^{-2\varphi}$.

ЮСУПОВА Розалия Мансуровна, Институт физики молекул и кристаллов УФИЦ РАН, e-mail: yu.rose@mail.ru

МУХТАРОВА Гузалия Робертовна, Башкирский государственный педагогический университет им. М. Акмуллы, e-mail: guzal.str@mail.ru

ИЗМАИЛОВ Рамиль Наильевич – к.ф.-м.н., Башкирский государственный педагогический университет им. М. Акмуллы, Институт физики молекул и кристаллов УФИЦ РАН, e-mail: izmailov.ramil@gmail.com

Тензор электромагнитного поля задается как:

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu. \quad (2)$$

Решение Гуларта задается в виде:

$$ds^2 = -\frac{1}{1+\frac{a^2}{r^2}} dt^2 + \frac{1+\frac{a^2}{r^2}}{1+\frac{k^2}{r^2}} dr^2 + (r^2 + a^2) \times (d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2), \quad (3)$$

$$a^2 = 2PQ k^2 = \Sigma^2 + a^2,$$

где P – магнитный заряд, Q – электрический заряд, Σ – дилатонный заряд. При $P = 0$ метрика (1) сводится к решению Шварцшильда, для которого нельзя определить светимость Эддингтона, так как данное решение не содержит скалярного поля. Дилатонное поле выражается как:

$$e^{2\varphi} = e^{2\varphi_0} \frac{r+d_1}{r-d_0}, \quad (4)$$

где $d_1 = -d_0 = -\Sigma$, φ_0 – дилатонное поле на бесконечности, d_1, d_0 – постоянные интегрирования.

Радиус горловины кротовой норы Гуларта определяются по формуле:

$$r_{th} = a = \sqrt{2PQ}. \quad (5)$$

Светимость Эддингтона для различных объектов (черных дыр и бозонных звезд) была определена в работах [3, 4]. Например, в работе [3] были определены критические светимости тонких аккреционных дисков, образованных вокруг голой сингулярности Бухдаля и кротовой норы Эллиса–Бронникова, и проведен их сравнительный анализ.

Предельную светимость вблизи радиуса горловины можно определить по формуле:

$$L_{Edd} = \frac{4\pi M m_p}{\sigma_T} = 1.3 \times 10^{38} M/M_\odot, \quad (6)$$

где m_p – масса протона, σ_T – томсоновское сечение рассеяния, M – функция распределения массы, M_\odot – масса Солнца. Предполагается, что аккреционный поток стационарный и сферически-симметричный и аккрецирующее вещество состоит из водорода и ионизированного газа, так как наличие тяжелых элементов может нарушить стабильность потока. Поскольку аккреционный диск можно описать через функцию распределения массы, зависящей от радиуса, то светимость Эддингтона так же зависит от радиуса, т.е. $L_{Edd}(r) \propto M(r)$. Функцию распределения массы можно выразить через формулу:

$$M(r) = 4\pi \int_{r_{th}}^r T_0^{\varphi_0} r^2 dr = 2\pi \int_{r_{th}}^r g^{rr} \varphi_{,r} \varphi_{,r} r^2 dr, \quad (7)$$

откуда можно получить функцию распределения массы для кротовой норы Гуларта:

$$M_r = -2\pi\Sigma^2 \left(\frac{B}{2A(\sqrt{2}\sqrt{PQ} - \Sigma)} + \frac{B}{2A(\sqrt{2}\sqrt{PQ} + \Sigma)} - \frac{\sqrt{2}\sqrt{P}\sqrt{Q}\Sigma^2 \text{ArcTan}\left[\frac{\sqrt{PQ}}{\sqrt{P}\sqrt{Q}}\right]}{A^2} + \frac{(2P^2Q^2 + 3PQ\Sigma^2) \text{Log}[\sqrt{2}\sqrt{PQ} - \Sigma]}{2\Sigma A^2} + \frac{(-2P^2Q^2 - 3PQ\Sigma^2) \text{Log}[\sqrt{2}\sqrt{PQ} + \Sigma]}{2\Sigma A^2} + 2\pi\Sigma^2 \left(\frac{B}{2(r - \Sigma)A} + \frac{B}{2(r + \Sigma)A} - \frac{\sqrt{2}\sqrt{P}\sqrt{Q}\Sigma^2 \text{ArcTan}\left[\frac{r}{\sqrt{2}\sqrt{P}\sqrt{Q}}\right]}{A^2} + \frac{(2P^2Q^2 + 3PQ\Sigma^2) \text{Log}[r - \Sigma]}{2\Sigma A^2} + \frac{(-2P^2Q^2 - 3PQ\Sigma^2) \text{Log}[r + \Sigma]}{2\Sigma A^2} \right) \right), \quad (8)$$

где $A = (2PQ + \Sigma^2)$, $B = -PQ - \Sigma^2$.

Соответственно, предел светимости Эддингтона можно записать в виде:

$$L_{EDD}^{GWH} = 10^{32} M_r^{GWH}. \quad (9)$$

Для сравнения, наблюдаемые светимости квазаров и ядер активных галактик составляют $10^{45} - 10^{46}$ эрг/с, что соответствует эддингтоновским светимостям при аккреции на сверхмассивные черные дыры с массой $10^7 - 10^8$ солнечных. В случае кротовой норы Гуларата светимость Эддингтона значительно ниже.

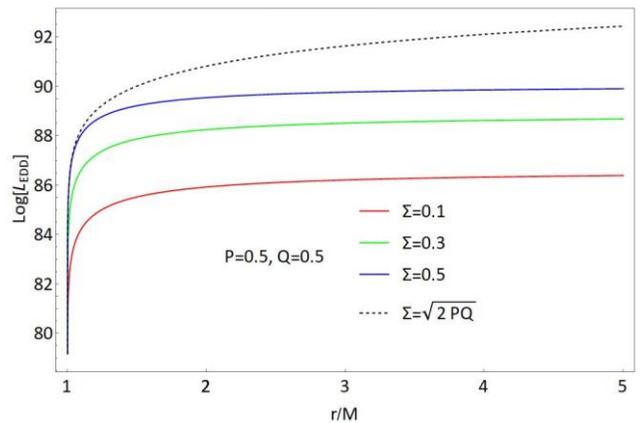


Рис. 1. Зависимость критической светимости от расстояния r при различных значениях магнитного P , электрического Q и дилатонного Σ зарядов для кротовой норы Гуларта

Согласно графику, приведенному на рис. 1, значение светимости Эддингтона возрастает с увеличением дилатонного заряда и максимальная светимость достигается при $\Sigma = \sqrt{2PQ}$. Вблизи стабильной среднеквадратичной орбиты наблюдается очень быстрое увеличение светимости Эддингтона, за которым следует фаза плато, в которой L_{Edd} почти постоянен.

Наблюдение рентгеновских вспышек приводит к теоретическому ожиданию того, что возникающая светимость, наблюдаемая на бесконечности, должна быть приблизительно равна критической светимости Эддингтона. Светимость Эддингтона на бесконечности определяется по формуле:

$$L_{Edd}^{\infty} = \frac{4\pi m_p r_{th}^2}{\sigma_T} \left(\sqrt{-\frac{g_{tt}}{g_{rr}}} \frac{d}{dr} \sqrt{-g_{tt}} \right). \quad (10)$$

В случае кротовой норы Гуларта было получено следующее выражение:

$$L_{Edd}^{\infty} = \frac{5.52 \times 10^{38} P^2 Q^2 \left(\frac{r^2}{2PQ+r^2} \right)^{3/2} \sqrt{\frac{r^2(2PQ+r^2+\Sigma^2)}{(2PQ+r^2)^2}}}{r^3}. \quad (11)$$

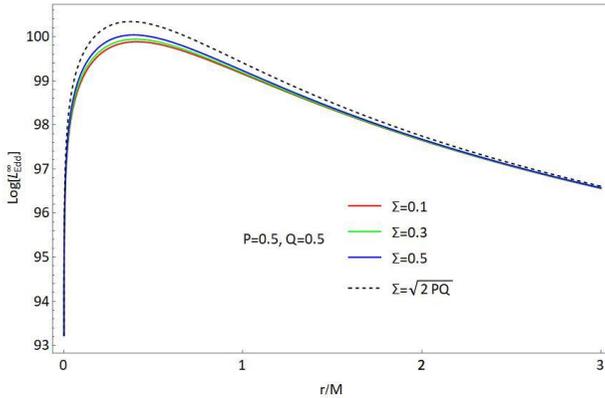


Рис. 2. Критическая светимость на бесконечности для кротовой норы Гуларта при различных значениях магнитного P , электрического Q и дилатонного Σ зарядов

По рис. 2 видно, что светимость Эддингтона для кротовой норы Гуларта возрастает с увеличением дилатонного заряда и достигает наибольшего значения при $\Sigma = \sqrt{2PQ}$.

Вывод. В данной работе были проведены теоретические исследования по определению светимости Эддингтона в процессе аккреции на безмассовую кротовую нору Гуларта. Было установлено, что с увеличением дилатонного заряда предельная светимость в области радиуса горловины и на бесконечности возрастает и дос-

тигается максимума при $\Sigma = \sqrt{2PQ}$. Влияние магнитного и электрического зарядов незначительны. Полученные светимости для кротовой норы Гуларта значительно ниже, чем светимости Эддингтона для известных объектов, например, Солнца (3.8×10^{33} эрг/с) и активных ядер галактик. Несмотря на нулевую асимптотическую ньютоновскую массу, безмассовые кротовые норы создаются другими типами полей, такими как скалярное или дилатонное, имеющими энергию, следовательно, эквивалентная ненулевая масса может быть отнесена ко вторичному источнику, который может искривлять пространство-время, вызывающее, например, отклонение света и, как следствие, аккрецию.

Литература

1. Сов. энциклопедия: физика космоса / сост. Р.А. Сюняев и др. 2-е изд., испр. и доп. М.: Советская энциклопедия, 1986. 783 с., ил.
2. Goulart P. URL: <http://arXiv:1611.03093> (дата обращения: 24.04.2017).
3. Karimov R.Kh. Can accretion properties distinguish between a naked singularity, wormhole and black hole? / R.Kh. Karimov, R.N. Izmailov, A.A. Potapov, K.K. Nandi // Eur. Phys. J. C 2020. V. 80. 1138 p.
4. Torres D.F. Accretion disc onto a static non-baryonic compact object // Nucl. Phys. B. 2002. V. 626. P. 374–394.
5. Lukmanova R.F. Lensing observables: Massless dyonic vis-à-vis Ellis wormholes // Phys. Rev. D. 2018. V. 97. 124027 p.
6. Юсупова Р.М. Физические свойства тонкого аккреционного диска черной дыры Тауб-НУТ // Известия Уфимского научного центра РАН. 2020. № 1. С. 97–91.

References

1. Sov. Encyclopedia: space physics / R.A. Syunyaev et al. 2nd ed. corr. and edd. Moscow: Soviet Encyclopedia, 1986. 783 p., ill.
2. Goulart P. URL: <http://arXiv:1611.03093> (дата обращения: 24.04.2017).
3. Karimov R.Kh. Can accretion properties distinguish between a naked singularity, wormhole and black hole? / R.Kh. Karimov, R.N. Izmailov, A.A. Potapov, K.K. Nandi // Eur. Phys. J.C., 2020, vol. 80, 1138 p.
4. Torres D.F. Accretion disc onto a static non-baryonic compact object // Nucl. Phys. B., 2002, vol. 626, pp. 374-394.
5. Lukmanova R.F. Lensing observables: Massless dyonic vis-à-vis Ellis wormholes // Phys. Rev. D., 2018, vol. 97, 124027 p.
6. Yusupova R.M. Physical properties of the thin accretion disk of the Taub-NUT black hole // Izvestiya Ufmskogo nauchnogo tsentra RAN, 2020, no. 1, pp. 97-91.



EDDINGTON LUMINOSITY LIMIT FOR MASSLESS WORMHOLES WITH SCALAR FIELD

© R.M. Yusupova¹, G.R. Muchtarova², R.N. Izmailov^{1,2}

¹Institute of Molecule and Crystal Physics, Ufa Scientific Centre, RAS,
151, prospect Oktyabrya, 450075, Ufa, Russian Federation

² Akmullah Bashkir State Pedagogical University,
3a, ulitsa Oktyabrskoy revolyutsii, 450008, Ufa, Russian Federation

Most astrophysical objects growth by mass accretion. The almost universal presence of interstellar matter generally leads to the formation around compact objects of accretion disks. The emission of the radiation from the disk is determined by the external gravitational potentials of the central massive object, which in turn are essentially determined by its nature – neutron star, black hole, wormhole or naked singularity. Hence the astrophysical observations of the emission spectra from accretion disks may lead to the possibility of directly testing the physical and astrophysical properties of the compact general relativistic objects that have generated the disk via their gravitational field. The accretion process proceeds due to the viscosity caused by the turbulent motions of matter in the accretion disks. In turn, disks have an important property – luminosity, which today allows indirect observation of astrophysical compact objects.

In this work, calculations are performed to determine the Eddington luminosity limit of an accretion disk formed around a massless wormhole. The dependence of the limiting luminosity in the throat region and at infinity on the dilatonic, electric and magnetic charges for the Goulart wormhole was established. An upper limit was also obtained for the dilatonic charge, at which the maximum value of Eddington's luminosity is reached. As a result, it was found that with an increase in the dilatonic charge, the value of the Eddington luminosity limit increases.

Key words: Eddington limit, massless wormhole, dilatonic charge.