

Краткие сообщения

ЭВОЛЮЦИЯ УГЛОВОГО МОМЕНТА ПЕРВИЧНЫХ
ЧЕРНЫХ ДЫР В ГОРЯЧЕЙ ВСЕЛЕННОЙ

1. *Введение.* Возможность появления первичных черных дыр (ПЧД) малой массы на самых ранних стадиях расширения Вселенной рассматривалась в работах [1,2], см. также [3,4]. Если рассматривать ранние стадии расширения и достаточно массивные ПЧД, хоккингская температура которых $T_H = (\hbar c^3)/(8\pi kGM)$ много меньше температуры окружающей среды, то преобладающим процессом взаимодействия между ними будет аккреция радиационно-доминированной плазмы на ПЧД. В приближении установившегося потока, когда поток массы $\dot{M} \equiv dM/dt$ рассчитывается по формулам, полученным для стационарного потока газа, покоящегося на бесконечности, к тяготеющему центру, масса ПЧД расходится, когда начальный момент аккреции стремится к началу расширения Вселенной [1]. Авторы [1] отмечают, что для ответа на вопрос, является ли аккреция на ПЧД катастрофически большой, необходимо исследование нестационарной задачи, которая численно решается в работе [5].

В упомянутых выше работах рассматривались невращающиеся черные дыры, определяемые метрикой Шварцшильда, и изотропная аккреция газа, увеличивающая массу ПЧД, и оставляющая неизменно нулевым ее угловой момент. Между тем, более естественным представляется предположение о рождении ПЧД, обладающих как массой, так и угловым моментом, что в той или иной степени присуще всем объектам во Вселенной.

Как впервые было показано А.Г.Дорошкевичем [6], аккреция частиц (как нерелятивистских, так и релятивистских) на вращающийся объект приводит в общем случае к уменьшению углового момента объекта. В работах [7,8] рассматривается аккреция массивных частиц и фотонов на Керровскую черную дыру. В работе [7] автор, в частности, обсуждает уменьшение момента ПЧД за счет изотропной аккреции фотонов. В настоящей работе оценивается уменьшение момента ПЧД с учетом нестационарности задачи.

2. *Приближение стационарной аккреции.* В приближении

стационарной аккреции для роста массы черной дыры имеем уравнение [1-4]:

$$\frac{dM}{dt} = \frac{27}{4} \pi R_S^2 c \rho_r, \quad (1)$$

где M - масса черной дыры, $R_S = 2GM/c^2$ - ее гравитационный радиус, ρ_r - плотность окружающей материи. На стадии радиационного доминирования плотность в расширяющейся Вселенной падает как $\rho_r = 3/(32\pi Gt^2)$, что позволяет легко проинтегрировать уравнение (1). Интеграл слабо зависит от верхнего предела по времени, поэтому положим его равным бесконечности. Тогда имеем

$$M = \frac{M_0}{1 - \frac{81}{32} \frac{GM_0}{c^3 t_0}}, \quad (2)$$

где M_0 - масса черной дыры, образовавшейся в момент t_0 . Формула (2) расходится при $t_0 \rightarrow \frac{81}{32} \frac{GM_0}{c^3} = \frac{81}{64} \frac{R_S}{c}$. Таким образом, если в момент образования черной дыры ее гравитационный радиус R_S был сравним с радиусом горизонта $c t_0$, то в стационарном приближении аккреция приводила бы к очень сильному увеличению ее массы, по сравнению с первоначальной. Ввиду уменьшения углового момента ПЧД при аккреции, это привело бы нас к выводу о формировании практически невращающихся ПЧД, даже если при рождении они имели существенный удельный угловой момент (безразмерный) порядка предельного керровского $a_{lim} = JG/Mc^3 = 1$. Очевидно, что этот вывод целиком связан с предположением о стационарности аккреции и не является убедительным. Связь между массой вновь рожденной ПЧД и горизонтом Вселенной, которая определяет изменение ее массы и углового момента при последующей аккреции, может быть найдена только при решении нестационарной задачи.

3. *Оценки с учетом нестационарности.* Таким образом, формула (2) не приводит к катастрофической аккреции, если масса черной дыры значительно меньше, чем $c^3 t_0/G$. Физически это означает, что масса черной дыры должна быть меньше, чем масса, заключенная внутри горизонта Вселенной на момент t_0 . В работе [5] решалась нестационарная сферически-симметричная задача о формировании ПЧД в результате эволюции первоначальных сильных отклонений от решения Фридмана. Было получено, что в момент своего образования масса ПЧД существенно меньше массы, заключенной внутри космологического горизонта, поэтому катастрофическая аккреция не происходит. Этот результат получен для достаточно широкого класса начальных условий. Он совпадает также с результатом качественного анализа, сделанного в работе [2].

Мы используем результаты численных расчетов [5] для оценки потери

углового момента ПЧД, предполагая ту же скорость аккреции. Если масса образовавшейся ПЧД $M_0 = \eta \frac{32 c^3 t_0}{81 G}$, где η - безразмерный коэффициент, то в отсутствие катастрофической аккреции ($\eta \ll 1$) для оценки M - конечной массы ПЧД, используем соотношение для стационарной аккреции (2)

$$M = \frac{M_0}{1 - \eta} \quad (3)$$

Для оценки величины η используем результаты решения нестационарной сферически-симметричной задачи из работы [5]. Как следует из таблицы в данной работе, масса M_0 образовавшейся ПЧД не превышала 10% массы горизонта M_{hor} на этот момент времени t_0 , для всех исследованных в [5] вариантов. Величина η однозначно связана с отношением M_0/M_{hor} :

$$\rho_0 = \frac{3}{32\pi G t_0^2}, \quad M_{hor} = \frac{4\pi}{3} \rho_0 (c t_0)^3 = \frac{1}{8} \frac{c^3 t_0}{G}, \quad \eta = \frac{81 G M_0}{32 c^3 t_0} = \frac{81}{256} \frac{M_0}{M_{hor}} \quad (4)$$

С учетом результатов [5] получаем $\eta \approx 0.03$, так что масса ПЧД в процессе аккреции увеличивается на ~3%.

В работе [7] показано, что в случае аккреции изотропного потока фотонов, или других ультрарелятивистских частиц, на вращающуюся ПЧД изменение удельного углового момента в зависимости от массы может быть приближенно записано в виде $a \propto M^{-10/3}$, т.е. $a = a_0 (M_0/M)^{10/3}$. При $\eta \ll 1$ получаем приближенные зависимости роста массы и уменьшения углового момента ПЧД при аккреции в виде

$$M \approx M_0(1 + \eta), \quad a \approx a_0 \left(1 - \frac{10}{3} \eta\right) \quad (5)$$

При $\eta \sim 0.03$ получаем, что масса ПЧД M за счет аккреции увеличивается на ~3%, а ее удельный угловой момент a уменьшается на ~10%.

Таким образом, быстровращающиеся при рождении ПЧД сохраняют свое быстрое вращение. Когда масса ПЧД не слишком велика ($M \sim 10^{15}$ грамм), их испарение становится существенным к настоящему времени [9]. Соотношение между различными типами частиц, образующимися при испарении, существенно зависит от углового момента ПЧД [9], что влияет на оценки различных компонент фоновой составляющей современной Вселенной, таких как нейтрино, гравитоны, и другие слабовзаимодействующие частицы [10].

The evolution of angular momentum of primordial black hole in hot Universe. The evolution of angular momentum of primordial black hole (PBH) in hot Universe is considered. The decrease of PBH spin due to radiation-dominated matter accretion is estimated taking into consider-

ation non-stationarity of the problem. It is found that PBH rapidly rotating at formation will keep their rapid rotation.

Key words: *primordial black hole: accretion: angular momentum*

23 июня 2007

¹ Институт космических исследований РАН,
Россия, e-mail: gkogan@iki.rssi.ru

Г.С.Бисноватый-Коган^{1,2,3}

G.S.Bisnovaty-Kogan^{1,2,3}

² Объединенный институт ядерных исследований,
Дубна, Россия e-mail: tsupko@iki.rssi.ru

О.Ю.Цупко^{1,3}

O.Yu.Tsupko^{1,3}

³ Московский инженерно-физический институт,
Россия

ЛИТЕРАТУРА

1. Я.Б.Зельдович, И.Д.Новиков, *Астрон. ж.*, **43**, 758, 1966.
2. D.Carr, S.L.Hawking, *Мон. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **168**, 399, 1974.
3. Я.Б.Зельдович, И.Д.Новиков, *Строение и эволюция Вселенной*, Наука, М., 1967.
4. Я.Б.Зельдович, И.Д.Новиков, *Теория тяготения и эволюция звезд*, Наука, М., 1971.
5. А.Г.Полнарев, Д.К.Надежин, И.Д.Новиков, *Астрон. ж.*, **55**, 216, 1978.
6. А.Г.Дорошкевич, *Астрон. ж.*, **43**, 105, 1966.
7. P.J.Young, *Phys. Rev. D*, **14**, 3281, 1976.
8. P.J.Young, *Astrophys. J.*, **212**, 227, 1977.
9. V.P.Frolov, I.D.Novikov, *Black hole physics: basic concepts and new developments*, Dordrecht, Kluwer Academic Press, 1998.
10. G.S.Bisnovaty-Kogan, V.N.Rudenko, *Classical and Quantum Gravity*, **21**, 3347, 2004.