Письма в ЖЭТФ, том 116, вып. 8, с. 493 – 499

К вопросу о фазовых переходах в окрестности черных дыр

А. А. Гриб[+1)], *Ю. В. Павлов*[*×1)]

[+]*Российский государственный педагогический университет им. А. И. Герцена, 191186 С.-Петербург, Россия*

[*]*Институт проблем машиноведения РАН, 199178 С.-Петербург, Россия*

[×]*Институт математики и механики им. Н. И. Лобачевского Казанского федерального университета, 420008 Казань, Россия*

Поступила в редакцию 29 августа 2022 г.
После переработки 9 сентября 2022 г.
Принята к публикации 15 сентября 2022 г.

В статье показано, что вблизи горизонта вращающихся черных дыр возможны температуры порядка температуры фазового перехода в модели Хиггса стандартной модели элементарных частиц. Даны численные оценки параметра расстояния от горизонта, а также испускаемого при столкновении частиц гравитационного и электромагнитного излучений.

DOI: 10.31857/S1234567822200010, EDN: kntzfi

1. Введение. В Брукхейвенской национальной лаборатории на релятивистском коллайдере тяжелых ионов при столкновении ионов золота в 2010 г. была получена кварк-глюонная плазма, температура которой составляла 4 триллиона градусов Цельсия. В 2012 году сообщалось о достижении температуры в 5 триллионов градусов кварк-глюонной плазмы, возникающей при столкновении ядер свинца при энергиях порядка нескольких ТэВ на каждый сталкивающийся нуклон на Большом адронном коллайдере (БАК). Однако исследование столкновений частиц в окрестностях вращающихся черных дыр [1–5] показало, что можно говорить о существовании в природе естественного суперколлайдера с энергиями столкновений, значительно превышающими достижимые на БАК. Тем самым возникновение кварк-глюонной плазмы в таких столкновениях должно иметь следствием появление очень высоких температур. Поэтому представляет интерес вопрос о возникновении температуры фазового перехода в кварк-глюонной плазме, в частности, в теории электрослабого взаимодействия. При этой температуре происходит изменение вакуума, в силу чего среднее по вакууму от хиггсовского поля обращается в нуль. Масса кварков становится равной нулю и кварк-глюонная плазма меняет существенно свои свойства. Целью настоящей статьи является указать, при каких условиях это происходит, в частности, на каких расстояниях от горизонта событий черной дыры имеет место указанное явление. Ранее фазовый переход в электрослабых взаимодействиях обсуждался в космологии Киржницем и Линде [6, 7], Вайнбергом [8] и др.

2. Фазовые переходы в ранней Вселенной. При экстраполяции стандартной космологической модели на времена, близкие к моменту Большого взрыва, теоретически могли достигаться очень высокие температуры и могли иметь место следующие переходы между состояниями космической среды, которые обычно называют космологическими фазовыми переходами:

1) между кварк-глюонной плазмой и адронами при энергиях E порядка 200 МэВ. Соответствующая температура $T = E/k_B \approx 10^{12}$ K, где $k_B = 1.380649 \times 10^{-23}$ Дж/К – постоянная Больцмана, могла иметь место в расширяющейся Вселенной во время порядка 10^{-6} с после Большого взрыва.

2) Электрослабый фазовый переход при энергиях порядка $E_W \approx 100$ ГэВ. Соответствующая температура $T_W \approx 10^{15}$ K могла иметь место во время порядка 10^{-12} с после Большого взрыва.

3) Переход Большого объединения при энергиях $E_{\rm GUT} \approx 10^{16}$ ГэВ. Температура, соответствующая энергии Большого объединения $T_{\rm GUT} = E_{\rm GUT}/k_B \approx 10^{29}$ K, могла не достигаться в ранней Вселенной [9], в моделях с инфляционной стадией, в которых температура разогрева значительно ниже $T_{\rm GUT}$. В моделях с радиационно-доминированной стадией в ранней Вселенной температура $T_{\rm GUT}$ могла быть достигнута на временах порядка 10^{-38} с.

Отметим, что возможное существование фазовых переходов в ранней Вселенной приводит к известной проблеме космологической постоянной [9]. Дело в том, что плотность энергии вакуума, со-

[1)]e-mail: andrei_grib@mail.ru; yuri.pavlov@mail.ru

ответствующая указанным фазовым переходам, на много порядков превосходит значение, соответствующее наблюдаемой космологической постоянной. Для объяснения этого приходится предполагать тонкую подстройку исходного затравочного значения космологической постоянной.

3. Хокинговская температура в окрестности горизонта невращающейся черной дыры. Высокие температуры и области возможных фазовых переходов могут иметь место в окрестностях горизонта черных дыр благодаря открытому Хокингом [10, 11] эффекту теплового излучения черных дыр.

Метрика невращающейся черной дыры может быть записана в виде

$$ds^2 = \left(1 - \frac{r_g}{r}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{1 - \frac{r_g}{r}} - r^2 d\Omega^2, \qquad (1)$$

где $r_g = 2GM/c^2$, G – гравитационная постоянная, c – скорость света, M – масса черной дыры, $d\Omega^2 = d\theta^2 + \sin^2\theta \, d\varphi^2$. Хокинговская температура на бесконечном удалении от черной дыры Шварцшильда равна [12]:

$$T_H = \frac{\hbar c^3}{8\pi k_B G M} \approx 6.169 \cdot 10^{-8} K \cdot \frac{M_\odot}{M}, \qquad (2)$$

где $\hbar = 1.05457 \cdot 10^{-34}$ Дж $\cdot$ с – приведенная постоянная Планка, $M_\odot$ – масса Солнца.

Как известно [13], в гравитационном поле в условиях термодинамического равновесия имеет место равенство

$$T\sqrt{g_{00}} = \text{const}. \qquad (3)$$

Поэтому для хокинговской температуры невращающейся черной дыры в точках со значением радиальной координаты r получим

$$T(r) = T_H \Big/ \sqrt{1 - \frac{r_g}{r}} = \frac{\hbar c}{4\pi k_B r_g} \sqrt{\frac{r}{\Delta r}} \approx$$
$$\approx 6.169 \cdot 10^{-8} K \cdot \frac{M_\odot}{M} \sqrt{\frac{r}{\Delta r}}, \qquad (4)$$

где $\Delta r = r - r_g$. Для значений радиальной координаты, на которых достигается заданная температура T хокинговского излучения, получим, при $r \approx r_g$,

$$\Delta r \approx \frac{\hbar^2 c^4}{32\pi^2 k_B^2 G M T^2} \approx \frac{1.12 \cdot 10^{-11}}{T^2} \frac{M_\odot}{M} \ (\text{м}). \qquad (5)$$

В последнем равенстве значение температуры измеряется в кельвинах, а расстояние выражается в метрах. Подставляя в формулу (5) температуру кварк-глюонного фазового перехода, получим для черной дыры солнечной массы расстояние $\Delta r \approx 10^{-35}$ м. Эта величина порядка значения планковской длины $l_{Pl} = \sqrt{\hbar G/c^3} \approx 1.616 \cdot 10^{-35}$ м. Для черных дыр больших масс эта величина будет еще меньше.

Отметим, что r – это радиальная координата, ее нельзя отождествлять с физическим понятием расстояния, которое может быть определено в искривленном пространстве-времени лишь локально [14]. Для пояснения смысла r напишем радиальное уравнение времениподобных геодезических в поле Шварцшильда (1) (см. [15], § 19):

$$\left(\frac{dr}{c\,d\tau}\right)^2 = \varepsilon^2 - \left(1 - \frac{r_g}{r}\right)\left(1 + \frac{L^2}{(mcr)^2}\right), \qquad (6)$$

где τ – собственное время движущейся частицы массы m, $\varepsilon = E/(mc^2)$ – ее удельная энергия, L – ее момент импульса. Из формулы (6) следует

$$d\tau = \frac{dr}{c\sqrt{\varepsilon^2 - \left(1 - \frac{r_g}{r}\right)\left(1 + \frac{L^2}{(mcr)^2}\right)}}. \qquad (7)$$

Для частицы с фиксированным значением момента импульса, получаем из (7) при $r \to r_g$, что время пребывания в области dr примерно равно $dr/(\varepsilon c)$. Для частиц, падающих из далекой от горизонта событий области, полная энергия не может быть много меньше mc^2, и, следовательно, время пребывания в указанной области по порядку величины не превышает dr/c. Поэтому полученные оценки Δr для кварк-глюонного фазового перехода показывают, что снаружи горизонта событий черной дыры вещество сможет находится в таком состоянии в течении промежутка времени порядка планковской величины, что для наблюдения физически неприемлемо.

Вывод: наблюдать фазовые переходы, даже кварк-глюонные, в окрестности горизонта астрофизических черных дыр за счет хокинговской температуры нельзя.

4. Температура, достигаемая при столкновениях вблизи горизонта экстремально вращающейся черной дыры. Метрика Керра вращающейся черной дыры [16] в координатах Бойера–Линдквиста [17] имеет вид:

$$ds^2 = \frac{\rho^2 \Delta}{\Sigma^2} c^2 dt^2 - \frac{\sin^2\theta}{\rho^2} \Sigma^2 (d\varphi - \omega dt)^2 - \frac{\rho^2}{\Delta} dr^2 - \rho^2 d\theta^2, \qquad (8)$$

где

$$\rho^2 = r^2 + \frac{a^2}{c^2}\cos^2\theta, \qquad \Delta = r^2 - \frac{2GMr}{c^2} + \frac{a^2}{c^2}, \qquad (9)$$

$$\Sigma^2 = \left(r^2 + \frac{a^2}{c^2}\right)^2 - \frac{a^2}{c^2}\sin^2\theta \, \Delta, \qquad \omega = \frac{2GMra}{\Sigma^2 c^2}, \qquad (10)$$

M – масса черной дыры, aM – ее момент импульса. Полагаем, что $0 \le a \le GM/c$. Горизонт событий керровской черной дыры соответствует значению координаты

$$r = r_H \equiv \frac{G}{c^2}\left(M + \sqrt{M^2 - \left(\frac{ac}{G}\right)^2}\right). \quad (11)$$

Согласно [1] энергия столкновения в системе центра масс двух частиц массы m, с моментами импульса L_1, L_2, нерелятивистских на бесконечности, свободно падающих в экваториальной плоскости на черную дыру с моментом импульса aM, равна

$$\frac{E^2_{\text{c.m.}}}{m^2c^4} = \frac{2}{x(x^2-2x+A^2)}\Big[2A^2(1+x) - 2A(l_1+l_2) - l_1l_2(x-2) + 2(x-1)x^2 - \sqrt{2(A-l_2)^2 - l_2^2x + 2x^2}\sqrt{2(A-l_1)^2 - l_1^2x + 2x^2}\Big], \quad (12)$$

где используются безразмерные величины $x = rc^2/GM$, $l = Lc/GmM$, $A = ac/GM$. Для экстремально вращающейся черной дыры $A = 1$, а горизонт событий соответствует значению $x = x_H = 1$. Чтобы падающая частица смогла достигнуть горизонта событий, ее момент импульса должен быть не очень большим по абсолютной величине. Например, при падении в экваториальной плоскости момент импульса нерелятивистской на бесконечности частицы ($E/mc^2 = 1$), достигающей горизонта черной дыры, должен лежать в пределах

$$-2[1+\sqrt{1+A}] \le l \le 2[1+\sqrt{1-A}]. \quad (13)$$

В случае невращающейся ($A = 0$) черной дыры энергия столкновения двух частиц с моментами импульса $l_1 = 4$ и $l_2 = -4$ у горизонта событий составляет $2\sqrt{5}mc^2$. С ростом скорости вращения черной дыры максимально достижимая энергия столкновения в системе центра масс увеличивается [3].

В случае экстремально вращающейся черной дыры частица с максимально возможным моментом импульса $l_2 = 2$ (критическая частица) будет в свободном падении бесконечно долго по собственному времени накручиваться на поверхность горизонта. Энергия соударения этой критической частицы с другой, с моментом импульса l_1, лежащим в интервале $(-2(1+\sqrt{2}), 2)$, может быть неограниченно большой (резонанс Банадоса–Силка–Веста (БСВ) [1]) вблизи горизонта событий

$$\frac{E^2_{\text{c.m.}}}{m^2c^4} = \frac{4}{x(x-1)}\left(1 - l_1 + x^2 - \sqrt{(1-l_1)^2 - l_1^2x/2 + x^2}\right). \quad (14)$$

Для температуры, рассчитываемой по формуле $T = (E_{\text{c.m.}} - 2mc^2)/k_B$, получим

$$T = \frac{2mc^2}{k_B}\left[\sqrt{\frac{1 - l_1 + x^2 - \sqrt{(1-l_1)^2 - l_1^2x/2 + x^2}}{x(x-1)}} - 1\right] \approx 1.083\frac{mc^2}{k_B}\sqrt{\frac{2-l_1}{x-1}}, \quad x \to 1. \quad (15)$$

Расстояние, на котором будет достигаться заданная температура T

$$r - r_H \approx 1.17 \cdot (2 - l_1) r_H \left(\frac{mc^2}{k_BT}\right)^2, \quad r \to r_H. \quad (16)$$

Для масс m, порядка массы протона и $l_1 = 0$, электрослабая температура достигается в окрестности экстремально вращающейся черной дыры при

$$r - r_H \approx 2 \cdot 10^{-4} r_H. \quad (17)$$

Такие расстояния составляют десятки сантиметров для черных дыр звездных масс и, в отличие от случая хокинговской температуры, вполне приемлемы для реализации процесса фазового перехода.

Чтобы оценить соответствующее значение температуры, наблюдаемое вдали от черной дыры, используем уравнение для временной компоненты времениподобной геодезической [15]

$$\rho^2\frac{dt}{d\tau} = \frac{1}{\Delta}\left(\Sigma^2\varepsilon - 2\left(\frac{GM}{c^2}\right)^2 rl\frac{a}{c}\right). \quad (18)$$

Для частицы с $l < 2\varepsilon r_H c/a$ (некритическая частица) при свободном падении вблизи горизонта экстремально вращающейся черной дыры замедление собственного времени τ по сравнению со временем на бесконечности t составляет

$$\frac{dt}{d\tau} \sim \frac{2\varepsilon(2\varepsilon - l)}{(x-1)^2(1+\cos^2\theta)}, \quad x \to 1. \quad (19)$$

Для критической частицы с $l = l_H = 2\varepsilon r_H c/a$ замедление времени равно

$$\frac{dt}{d\tau} \sim \frac{4\varepsilon}{(x-1)(1+\cos^2\theta)}, \quad x \to 1. \quad (20)$$

Ограничения на возможные значения удельной энергии ε и проекции момента импульса l на ось вращения черной дыры при заданной радиальной координате r можно получить из уравнений для радиальной и угловых компонент геодезических. Ограничимся случаем движения в экваториальной плоскости $\theta = \pi/2$. Тогда уравнение радиальной компоненты геодезической можно записать в виде [15]

$$\frac{\rho^2}{c}\frac{dr}{d\tau} = \pm\sqrt{R}, \quad (21)$$

$$R = \Sigma^2\varepsilon^2 - lr\left(\frac{GM}{c^2}\right)^2\left(4\varepsilon\frac{a}{c} + l\left(r - 2\frac{GM}{c^2}\right)\right) - r^2\Delta. \tag{22}$$

Для критической частицы условие $R \geq 0$ приводит к ограничению $\varepsilon \geq \sqrt{x/(x+2)}$, и, следовательно, замедление времени

$$\frac{dt}{d\tau} \gtrsim \frac{4}{\sqrt{3}(x-1)}, \quad x \to 1. \tag{23}$$

Для некритических частиц, падающих на экстремальную черную дыру, удельная энергия может быть мала. Так, в случае $l = 0$, из требования $R \geq 0$ получаем $\varepsilon \geq \varepsilon_{\min}$, где

$$\varepsilon_{\min} = \frac{(x-1)\sqrt{x}}{\sqrt{x^3+x+2}} \sim \frac{x-1}{2}, \quad x \to 1. \tag{24}$$

В предельном случае $\varepsilon_{\min}$ замедление времени, согласно (18), равно

$$\frac{dt}{d\tau} = \frac{\sqrt{x^2+1+2/x}}{x-1} \sim \frac{2}{x-1}, \quad x \to 1. \tag{25}$$

В процессе столкновения частиц вблизи горизонта событий черной дыры и возникновения кварк-глюонной плазмы следует ожидать рождения частиц с различными значениями удельных энергии и импульса и последующего излучения фотонов при их столкновениях. Как видно из формул (19), (23), (25), если столкновение происходит вблизи горизонта $x \to 1$, то энергия столкновения и локальная температура образовавшихся частиц может неограниченно расти, но наблюдаемая на большом удалении от черной дыры температура за счет красного смещения будет стремиться нулю, при стремлении точки столкновения к горизонту событий черной дыры.

Зависимость температуры, наблюдаемой на большом удалении от черной дыры, от радиальной координаты x точки столкновения приближенно получим, комбинируя формулы (15) и (25):

$$T(x) \approx \frac{mc^2}{k_B}\cdot\frac{2(x-1)}{\sqrt{x^2+x+2/x}}\times \times\left[\sqrt{\frac{1-l_1+x^2-\sqrt{(1-l_1)^2-l_1^2x/2+x^2}}{x(x-1)}} - 1\right]. \tag{26}$$

Максимальное значение $T(x)$ при $l_1 = -4$ составляет $\approx 0.534 mc^2/k_B$ и достигается при $x \approx 1.744$.

Соответствующие результаты для столкновения частиц с $l_1 = -4$, $l_2 = 4$ и $E_{1,2} = mc^2$, падающих в черную дыру Шварцшильда, имеют вид

$$T(x) \approx \frac{mc^2}{k_B}\cdot\frac{32}{x\left(x+\sqrt{x^2+16}\right)}\sqrt{\frac{x-2}{x}}. \tag{27}$$

Здесь максимальное значение $T(x)$ составляет $\approx 0.803 mc^2/k_B$ и достигается при $x \approx 2.645$.

Таким образом, вне зависимости от скорости вращения черной дыры, наблюдаемая на большом удалении температура, порожденная высокоэнергетическими столкновениями в окрестностях горизонта событий, по порядку величины не превосходит нескольких десятых от значения mc^2/k_B. Локальная температура в окрестности места столкновения в экстремально вращающейся черной дыре может быть, в принципе, неограниченно большой. Общее излучение из-за столкновения, выходящее наружу от черной дыры, не может в силу законов сохранения превышать сумму энергий сталкивающихся частиц ($2mc^2$ при столкновении нерелятивистских на бесконечности частиц одинаковых масс m, если не рассматривается эффект Пенроуза для вращающихся черных дыр).

Отметим, что при падении любой частицы на экстремально вращающуюся черную дыру, эта черная дыра перестает быть экстремальной [18]. Это делает сомнительным существование экстремальных черных дыр в природе. Оценка из работы [19] для предельного момента импульса черной дыры, достижимого при аккреции вещества на нее, составляет $A = 0.998$. При таком значении момента импульса черной дыры максимальная энергия столкновения в системе центра масс свободно падающих нерелятивистских на бесконечности частиц составит всего $E_{\text{c.m.}} \approx 19 mc^2$.

5. Многократные столкновения вблизи горизонта неэкстремально вращающихся черных дыр. Как было показано в работах [2, 3], в случае неэкстремальных черных дыр сверхвысокая энергия столкновения в системе центра масс может быть достигнута в случае многократных столкновений. Падающие из бесконечности частицы, способные достичь горизонта, должны иметь небольшой по абсолютной величине момент импульса. Необходимый для столкновения с большой энергией в системе центра масс момент импульса одной из частиц может быть приобретен или в результате многократных столкновений, или при взаимодействии с электромагнитным полем аккреционного диска. По порядку величины возможная энергия столкновения в системе центра масс частицы с моментом импульса l с другой частицей той же массы m может составлять величину [2]

$$E_{\text{c.m.}}(r) \approx \frac{mc^2}{\sqrt{\delta}}\sqrt{\frac{2(l_H-l)}{1-\sqrt{1-A^2}}}, \tag{28}$$

параметр δ характеризует область радиальных координат, где возможно высоко-энергетическое столкновение

$$x \le x_H + \frac{\delta^2(1-\sqrt{1-A^2})^2}{4x_H\sqrt{1-A^2}}. \qquad (29)$$

Из (28), (29) для расстояния, на котором может быть достигнута заданная энергия столкновения $E_{\text{c.m.}}$, получим

$$x - x_H \approx \frac{(l_H - l)^2}{x_H\sqrt{1-A^2}}\left(\frac{mc^2}{E_{\text{c.m.}}}\right)^4, \qquad (30)$$

в частности, при $l = 0$ для вращающихся черных дыр с A, близким к единице,

$$r - r_H \approx \frac{2.8 r_H}{\sqrt{1-A}}\left(\frac{mc^2}{E_{\text{c.m.}}}\right)^4. \qquad (31)$$

В случае предельного значения [19] $A = 0.998$ температура электрослабого масштаба по порядку величины возможна при $r - r_H \approx 6\cdot10^{-3} r_H$. Для черных дыр звездной массы такие расстояния составляют метры по порядку величины, а для сверхмассивных черных дыр это могут быть тысячи километров.

Таким образом, достижение температур кварк-глюонных и даже электрослабых фазовых переходов при многократных столкновениях частиц в окрестности вращающихся черных дыр, в принципе, возможно.

6. Столкновение макроскопических тел. Столкновения макроскопических тел в окрестностях горизонта событий черных дыр могут иметь место только в случае, когда такие тела достигают окрестностей горизонта, не разрушившись приливными силами поля тяготения. Процессы разрушения макроскопических объектов (звезд) приливными силами в окрестности сверхмассивных черных дыр многократно наблюдались в космическом эксперименте SRG/eROSITA [20]. Приливные силы вблизи горизонта уменьшаются с ростом массы черной дыры. Приведем некоторые оценки для массы черных дыр, при которых макроскопические объекты у горизонта событий не разрушаются (см. также [21], с. 772). Ограничимся случаем невращающейся черной дыры и радиальными приливными силами. В координатах, связанных с центром масс падающего тела из уравнения девиации геодезических следует (см. [22], формула (32.24b)):

$$\frac{D^2\xi^r}{d\tau^2} = \frac{2GM}{r^3}\xi^r, \qquad (32)$$

где ξ^r – соответствующая радиальная координата. Для оценки примем, что звезда или падающая планета разрушаются, если приливные силы для точек центра масс и поверхности превышают силу притяжения точек поверхности к центру падающего тела. Будем считать, что падающий объект представляет собой однородный шар плотности ρ и радиусом R. Тогда для падения без разрушения до горизонта получим

$$\frac{2GM}{r_g^3}R < \frac{G4\pi\rho R^3}{3R^2}. \qquad (33)$$

Следовательно, звезда или планета, связанная силами гравитации, не разрушится при падении до горизонта событий, если масса черной дыры превышает

$$M > \frac{c^3}{4G^{3/2}}\sqrt{\frac{3}{\pi\rho}}, \qquad \frac{M}{M_\odot} > 1.9\cdot10^8\sqrt{\frac{\rho_W}{\rho}}, \qquad (34)$$

где $\rho_W = 10^3$ кг/м^3. Таким образом, о столкновении со скоростью сближения, близкой к скорости света звезд или планет, можно говорить только вблизи горизонта событий сверхмассивных черных дыр с массой, превышающей 10^8 масс Солнца. Такие черные дыры встречаются в центрах многих галактик. Столкновение компактных объектов звездных масс вблизи сверхмассивных черных дыр рассматривалось ранее в [23]. В работе [24] было показано, что вокруг сверхмассивных черных дыр должны образовываться огромные облака из комет, астероидов и камней.

Оценим теперь массу черной дыры, допускающую падение до горизонта без разрушения камня обычных размеров в несколько сантиметров (метров). В этом случае разрушение падающего камня наступит, если приливные силы превысят его предел прочности (на разрыв для радиального направления, или пределы сжатия для полярных и азимутальных направлений). Ограничимся случаем разрыва в радиальном направлении и в качестве предела прочности возьмем прочность титановых сплавов на разрыв $\sigma = 10^9$ Па. Чтобы тело с характерным размером d и плотностью ρ не разрушилось, необходимо выполнение равенства

$$\frac{GM}{4r_g^3}\rho d^2 < \sigma \qquad (35)$$

(см. вывод формулы (32.25a) в [22]). Подставив выражение для гравитационного радиуса r_g и для численной оценки, выбрав плотность железа $\rho = 7.87\times\times10^3$ кг/м^3, получим

$$M > \frac{c^3 d}{4G}\sqrt{\frac{\rho}{2\sigma}}, \qquad \frac{M}{M_\odot} > 10^2 d, \qquad (36)$$

где d измеряется в метрах. Таким образом, столкновения "камней" размерами 0.1 м со скоростями, близкими к скорости света, возможны у горизонта черных дыр звездных масс.

Для получения высоких температур необходима не суммарно большая энергия столкновения, а большая энергия столкновения на каждую составляющую тело частицу. Для макроскопических тел механизм многократных столкновений, очевидно, неприменим, так как любое столкновение с релятивистскими скоростями неизбежно приведет к разрушению тел. Поэтому столкновения с энергиями в системе центра масс, значительно превышающими mc^2, могли бы осуществляться только в окрестности горизонта экстремально вращающихся черных дыр.

Следует ожидать, что процесс ультрарелятивистских столкновений макроскопических тел имеет сложную структуру. Такие процессы пока не наблюдались в природе. Отметим, что при столкновениях нейтронных звезд или слиянии черных дыр, наблюдавшихся по всплескам гравитационного излучения, скорости сталкивающихся объектов хотя и близки к скорости света, но соответствующий фактор $\gamma = 1/\sqrt{1-v^2/c^2}$ не значительно превосходит единицу.

При ультрарелятивистском столкновении макроскопических тел (кинетическая) энергия каждой составляющей эти тела частицы значительно превосходит энергию электромагнитных связей этих частиц в самих телах. Поэтому такие тела в модели ультрарелятивистских столкновений следует рассматривать, как сталкивающиеся облака частиц. Если размеры d облака таковы, что $\sigma n d \ll 1$, где σ – эффективное сечение рассеяния, n – концентрация частиц, то в реакцию вступает лишь незначительное число частиц облака и в процессе столкновения облака проходят друг сквозь друга, не разрушаясь. Для оценочного расчета возьмем $\sigma = \pi r_n^2$ – площадь поперечного сечения ядра, с радиусом $r_n \approx 10^{-15}$ м, а концентрацию положим равной концентрации атомов железа $n = 8.4 \cdot 10^{28}\,\text{м}^{-3}$. Тогда полное разрушение будет иметь место при столкновении твердых тел с характерными размерами $d \geq 30$ м. В этом случае столкновение макротел будет приводить к ультрарелятивистским парным столкновениям составляющих тела нуклонов.

При ультрарелятивистских столкновениях макроскопических тел следует ожидать всплеск электромагнитного и гравитационного излучения. Будем считать, что столкновение макротел приводит к парным столкновениям составляющих эти тела нуклонов и воспользуемся оценками, полученными в работе [25]. Гравитационное излучение при парных столкновениях частиц массы m можно оценить по формуле (10.4.23) из книги [26]. Оно будет подавлено фактором m^2/M_{Pl}^2 (см. формулу (11) в [25])), где M_{Pl} – планковская масса. Электромагнитное излучение по порядку величины составит

$$E_{\rm em} \approx \frac{e^2}{\hbar c} E_{\rm c.m.} \tag{37}$$

(см. формулу (17) в [25]), где e – элементарный электрический заряд. Очевидно, даже с учетом красного смещения у горизонта суммарное электромагнитное излучение от столкновения макротел будет значительным и может быть доступным наблюдению. Так, при столкновении в окрестности горизонта экстремально вращающейся черной дыры массой $10^9 M_\odot$ в точках с радиальной координатой $r_H + 7\cdot 10^5$ км максимальная энергия столкновения в системе центра масс может достигать $100mc^2$. Для парных столкновений нуклонов это будет энергия электрослабого объединения. Если с соответствующим γ-фактором сталкиваются два железных астероида диаметром 1 км, то максимальная суммарная энергия столкновения в системе центра масс составит порядка $3 \cdot 10^{31}$ Дж. Электромагнитное излучение в системе центра масс вблизи столкновения может составить $2\cdot 10^{29}$ Дж при мощности порядка 10^{34} Вт, а на большом удалении от черной дыры за счет красного смещения и замедления времени в гравитационном поле может наблюдаться вспышка электромагнитного излучения с энергией порядка 10^{25} Дж при мощности порядка 10^{28} Вт.

7. Заключение. Стандартная модель предсказывает существование частицы Хиггса, предсказанной из модели Хиггса, в свою очередь, основанной на модели Голдстоуна. Модель Голдстоуна построена, как известно [27], по аналогии с теорией сверхтекучести и сверхпроводимости и предполагает существование двух вакуумов – симметричного и асимметричного. Экспериментальное открытие на БАК бозона Хиггса заставляет серьезно относиться к возможности фазового перехода от одного вакуума к другому при высоких температурах, как это имеет место в квантовой нерелятивистской теории многих тел, где роль вакуума играет основное состояние. В настоящей статье показано, что такой фазовый переход в стандартной модели возможен вблизи горизонта вращающихся черных дыр (в их эргосфере) при многократных столкновениях для неэкстремальных черных дыр. Для экстремальных черных дыр эффект возможен и для макротел при столкновениях двух таких тел при условиях наличия резонанса БСВ [1]. В статье также обсуждаются эффекты, сопутствующие фазовому переходу – испускание гравитационных и электромагнитных волн. Гравитационное излучение при таких столкновениях оказывается незначительным, но электромагнитное излучение достаточно велико и соответствующая вспышка может наблюдаться на Земле.

Это исследование поддержано Российским научным фондом (грант # 22-22-00112).

---

1. M. Banados, J. Silk, and S. M. West, Phys. Rev. Lett. **103**, 111102 (2009).
2. A. A. Grib and Yu. V. Pavlov, Письма в ЖЭТФ **92**, 147 (2010) [JETP Lett. **92**, 125 (2010)].
3. A. A. Grib and Yu. V. Pavlov, Astropart. Phys. **34**, 581 (2011).
4. O. B. Zaslavskii, JETP Lett. **111**, 260 (2020); arXiv:1910.04068.
5. O. B. Zaslavskii, JETP Lett. **113**, 757 (2021); arXiv:2103.02322.
6. Д. А. Киржниц, А. Д. Линде, ЖЭТФ **67**(10), 1263 (1974) [Sov. Phys. JETP. **40**, 628 (1975)].
7. D. A. Kirzhnits and A. D. Linde, Ann. Physics **101**, 195 (1976).
8. S. Weinberg, Phys. Rev. D **9**, 3357 (1974).
9. Д. С. Горбунов, В. А. Рубаков, *Введение в теорию ранней Вселенной: Теория горячего Большого взрыва*, ЛЕНАНД, М. (2016).
10. S. W. Hawking, Nature **248**, 30 (1974).
11. S. W. Hawking, Commun. Math. Phys. **43**, 199 (1975).
12. А. А. Гриб, С. Г. Мамаев, В. М. Мостепаненко, *Вакуумные квантовые эффекты в сильных полях*, Энергоатомиздат, М. (1988) [A. A. Grib, S. G. Mamayev, and V. M. Mostepanenko, *Vacuum Quantum Effects in Strong Fields*, Friedmann Lab. Publ., St. Petersburg (1994)].
13. R. C. Tolman, *Relativity, Thermodinamics and Cosmology*, Clarendon Press, Oxford (1934) [Р. Толмен, *Относительность, термодинамика и космология*, Наука, М. (1974)].
14. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Теория поля*, Наука, М. (1988) [L. D. Landau and E. M. Lifshitz, *The Classical Theory of Fields*, Pergamon Press, Oxford (1983)].
15. S. Chandrasekhar, *The Mathematical Theory of Black Holes*, Oxford University Press, Oxford, UK (1983) [С. Чандрасекар, *Математическая теория черных дыр*, Мир, М. (1986)].
16. R. P. Kerr, Phys. Rev. Lett. **11**, 237 (1963).
17. R. H. Boyer and R. W. Lindquist, J. Math. Phys. **8**, 265 (1967).
18. А. А. Гриб, Ю. В. Павлов, ТМФ **190**, 312 (2017) [Theor. Math. Phys. **190**, 268 (2017)].
19. K. S. Thorne, Astrophys. J. **191**, 507 (1974).
20. S. Sazonov, M. Gilfanov, P. Medvedev et al. (Collaboration), MNRAS **508**, 3820 (2021).
21. *Физика космоса: Маленькая энциклопедия*, гл. ред. Р. А. Сюняев, Советская энциклопедия, М. (1986).
22. C. W. Misner, K. S. Thorne, and J. A. Wheeler, *Gravitation*, Freeman, San Francisco (1973) [Ч. Мизнер, К. Торн, Дж. Уилер, *Гравитация*, Мир, М. (1977)].
23. T. Harada and M. Kimura, Phys. Rev. D **84**, 124032 (2011).
24. S. Nayakshin, S. Sazonov, and R. Sunyaev, MNRAS **419**, 1238 (2012).
25. A. A. Grib and Yu. V. Pavlov, Mod. Phys. Lett. A **35**, 2050262 (2020).
26. S. Weinberg, *Gravitation and Cosmology: Principles and applications of the general theory of relativity*, Wiley, N.Y. (1972) [С. Вейнберг, *Гравитация и космология. Принципы и приложения общей теории относительности*, Мир, М. (1975)].
27. А. А. Гриб, *Проблема неинвариантности вакуума в квантовой теории поля*, Атомиздат, М. (1978).