

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 электро-

слабых 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 $T = E/k_B \approx 10^{12}$ К, 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 $T_W \approx 10^{15}$ К могла иметь место во время порядка 10^{-12} с после Большого взрыва.

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

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

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]:

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

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

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

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

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

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

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

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

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):

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

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

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

Для частицы с фиксированным значением момента импульса, получаем из (7) при $r \rightarrow r_g$, 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 находиться 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:

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

где

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

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

M – масса черной дыры, aM – ее момент импульса. Полагаем, что $0 \leq a \leq GM/c$. Горизонт событий керовской 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

$$\begin{aligned} \frac{E_{\text{с.м.}}^2}{m^2 c^4} = & \frac{2}{x(x^2 - 2x + A^2)} \left[2A^2(1+x) - \right. \\ & - 2A(l_1 + l_2) - l_1 l_2(x-2) + 2(x-1)x^2 - \\ & \left. - \sqrt{2(A-l_2)^2 - l_2^2 x + 2x^2} \sqrt{2(A-l_1)^2 - l_1^2 x + 2x^2} \right], \end{aligned} \quad (12)$$

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

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

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

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

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

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

Расстояние, на котором будет достигаться заданная температура T

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

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 времени-подобной геодезической [15]

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

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

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

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

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

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]

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

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

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

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

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

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

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

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

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 $x \rightarrow 1$, 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):

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

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

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

Здесь максимальное значение $T(x)$ составляет $\approx 0.803mc^2/k_B$ 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 $E_{c.m.} \approx 19mc^2$.

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]

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

параметр δ характеризует область радиальных коор-

динат, где возможно высоко-энергетическое столкновение

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

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

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

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

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

В случае предельного значения [19] $A = 0.998$ температура электрослабого масштаба по порядку величины возможна при $r - r_H \approx 6 \cdot 10^{-3} r_H$. 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)):

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

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

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

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

$$M > \frac{c^3}{4G^{3/2}} \sqrt{\frac{3}{\pi\rho}}, \quad \frac{M}{M_\odot} > 1.9 \cdot 10^8 \sqrt{\frac{\rho_W}{\rho}}, \quad (34)$$

где $\rho_W = 10^3 \text{ кг/м}^3$. 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 $\sigma = 10^9 \text{ Па}$. Чтобы тело с характерным размером d и плотностью ρ не разрушилось, необходимо выполнение равенства

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

(см. вывод формулы (32.25а) в [22]). Подставив выражение для гравитационного радиуса r_g и для численной оценки, выбрав плотность железа $\rho = 7.87 \times 10^3 \text{ кг/м}^3$, получим

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

где d измеряется в метрах. Таким образом, столкновения “каменей” 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, неприемлем, 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 $\sigma nd \ll 1$, 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 тел 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

$$E_{em} \approx \frac{e^2}{\hbar c} E_{c.m.} \quad (37)$$

(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 оказыва-

ется 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. Mamaev, and V. M. Mostepanenko, *Vacuum Quantum Effects in Strong Fields*, Friedmann Lab. Publ., St. Petersburg (1994)].
13. R. C. Tolman, *Relativity, Thermodynamics 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).