

УДК 524.834:524.387-423:524.1-6

ДВОЙНЫЕ ПЕРВИЧНЫЕ ЧЕРНЫЕ ДЫРЫ КАК ИСТОЧНИКИ ГАММА-ВСПЛЕСКОВ И ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ГРАВИТАЦИОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Д. Н. Абдурашитов, К. В. Парфенов, В. Э. Янц

(кафедра квантовой теории и физики высоких энергий)

Если сверхкомпактные двойные системы из первичных черных дыр (ПЧД) с массами $m > 10^{16}$ г составляют значительную часть темной материи Вселенной, то следует ожидать наличия высокочастотного диффузного гравитационного излучения с потоком порядка $1 \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Обсуждается возможность того, что часть наблюдаемых гамма-всплесков является следствием коалесценции двойных ПЧД в пределах гало Галактики. Указывается на возможность обнаружения таких систем путем регистрации высокочастотного ($\omega > 10^4$ Гц) гравитационного излучения.

Начиная с 1976 г. значительный интерес в астрофизике вызывает вопрос о возможности существования первичных черных дыр (ПЧД) [1]. Как известно, ПЧД возникают во многих сценариях эволюции ранней Вселенной [2–5], причем их начальное распределение по массе в значительной степени является модельно-зависимым [5, 6]; чаще всего оно оказывается близким к «обобщенному» распределению $n(m) \sim m^{-5/2}$, но в некоторых моделях предполагается присутствие большего числа ПЧД с массами $m > 10^{17}$ г — это позволяет считать их основным источником темной массы во Вселенной [6]. В последние годы интенсивно обсуждается возможность существования ПЧД с массами, достигающими $0,5M_{\odot}$, которые были бы идеальными кандидатами на роль линзирующих объектов в галактическом гало [4]. ПЧД с начальными массами $m < 10^{15}$ г должны были уже полностью испариться к настоящему времени. Тем не менее расчеты, основанные на предположении о корреляции пространственных распределений плотности черных дыр и «обычной» (видимой) материи, предсказывают довольно высокую современную плотность ПЧД в Галактике: если η — доля ПЧД со средней массой \bar{m} в плотности темной материи, то среднее расстояние между ними

$$\bar{r} \sim 4 \cdot 10^{18} \left(\frac{\bar{M}}{\eta M_{\odot}} \right)^{1/3} (\Omega H^2)^{-4/3} \text{ см},$$

где $H \equiv H_0/100 \text{ с}^{-1} \cdot \text{Мпк}^{-1}$ — современное значение постоянной Хаббла, $M = Gm/c^2$.

Более того, захват ПЧД гравитационным полем Солнечной системы может привести к заметному увеличению их концентрации в окрестности Солнца, и в этом случае они могут появляться на еще более близких расстояниях от Земли.

На конечной стадии эволюции ($m < 10^{14}$ г), когда становится возможным рождение адронов, испарение ПЧД приобретает характер взрыва, наблюдаемого на больших расстояниях как всплеск потока гамма-квантов с энергией $E_{\gamma} \sim 0,1\text{--}100$ ГэВ длительностью $\tau \sim 10\text{--}50$ мс [7], что соответствует характеристикам некоторой части регистрируемых γ -всплесков

(ГВ). Отметим, что энергия, длительность и спектральный состав вспышки, порожденной финальным испарением изолированной черной дыры, оказываются достаточно жестко фиксированными, и это не позволяет приписать такой механизм генерации большей части ГВ, параметры которых отличаются значительным разнообразием. Кроме того, существенной трудностью испарительной модели является то, что она (если все ГВ считать испарительными) с неизбежностью приводит к предсказанию неприемлемо высокой γ -светимости Галактики. При этом подавляющий вклад в γ -светимость вносит квазистационарная стадия испарения ПЧД от $m \sim 10^{14}$ г до $m \sim 10^{10}$ г.

При обсуждении наблюдаемых процессов, связанных с ПЧД, как правило, рассматриваются эффекты, порожденные именно одиночной черной дырой. Однако, по крайней мере на примере «обычной» материи, можно заметить, что многие астрофизические объекты связаны в двойные системы. Как показывают расчеты [8], значительная часть ($\kappa \sim 0,05 \div 0,3$) ПЧД также может оказаться связанной в сверхкомпактных двойных системах, которые были образованы в эпоху равновесия между веществом и излучением, когда ПЧД располагались существенно ближе друг к другу. В соответствии с полученными в [8] оценками, по прошествии времени $T \sim 10^{10}$ лет доля двойных систем, время жизни которых (до падения друг на друга) не превосходит $\tau \ll T$, равна

$$p(T, \tau) \simeq 0,036 \frac{\tau}{T} \left(\frac{\bar{M}}{\eta M_{\odot}} \right)^{5/148}.$$

Тогда, например, при $\eta = 1$, $\kappa = 0,1$, $\bar{m} = 10^{18}$ г, $\tau = 10^6$ лет среднее расстояние до ближайшей двойной системы ПЧД от Земли составляет $\bar{r} \sim 10^{14}$ см. Поэтому представляет интерес исследование наблюдаемых проявлений присутствия таких систем на расстояниях $\sim 10^{14}\text{--}10^{16}$ см.

Если расстояние между партнерами в системе существенно превосходит их гравитационные радиусы (т. е. их относительное движение носит квазиньютоновский характер), то на больших расстояниях сис-

тема будет заметна главным образом как источник высокочастотного гравитационного излучения, интенсивность которого (как показано в работе [9])

$$I_g = \frac{32c^5}{5G} \left(\frac{M}{a}\right)^5 f(\varepsilon) \quad (1)$$

(здесь $M \equiv \frac{G}{c^2} \frac{m_1 m_2}{(m_1 + m_2)}$ — приведенный гравитационный радиус, $f(\varepsilon) \equiv (1 - \varepsilon^2)^{-7/2} (1 + \frac{73}{24}\varepsilon^2 + \frac{37}{96}\varepsilon^4)$, a и ε — параметры орбиты относительного движения) определяется в основном величиной M/a и поэтому на определенном этапе эволюции системы может быть сравнима с интенсивностью излучения обычных двойных систем. Частота основной гармоники в спектре излучения

$$\omega = 2\Omega = \frac{2c}{a} \sqrt{\frac{M_1 + M_2}{a}},$$

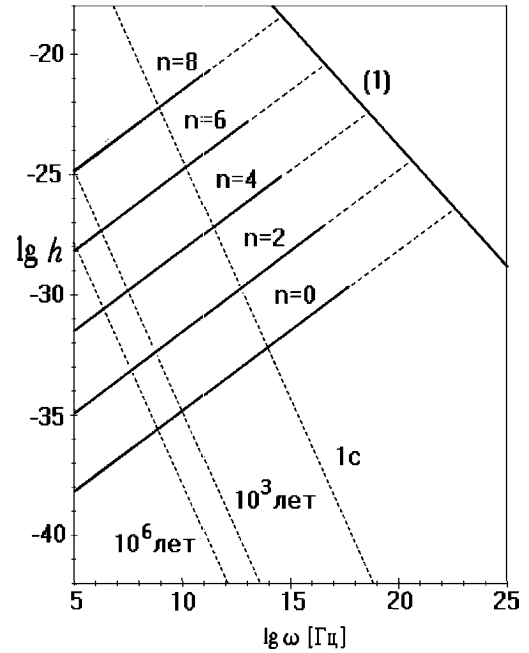
причем при больших значениях эксцентриситета орбиты увеличивается вклад высших гармоник. Потеря энергии на гравитационное излучение приводит к падению черных дыр друг на друга за время

$$\tau = t_{\text{fall}} - t_0 \simeq \frac{5}{256c} \frac{a_0^4}{M (M_1 + M_2)^2}. \quad (2)$$

Сопоставление (1) и (2) показывает, что для двойной системы из ПЧД интенсивность гравитационного излучения достигает существенной величины лишь на поздних стадиях ее эволюции. Например, когда $m_1 = m_2 = 10^{17}$ г, $I > 10^{10}$ Вт для $a_0/M < 10^9$ и при этом $\tau < 5 \cdot 10^3$ лет.

Амплитуда гравитационной волны на расстоянии r от двойной системы $h \sim M^2/ar$, и поэтому на диаграмме $h - \omega$ точка, отвечающая характеристикам достигающего земного наблюдателя излучения, в процессе эволюции системы смещается в сторону больших h и ω , приближаясь к линии их «критических» значений, отвечающих слиянию ПЧД-компаньонов в одну черную дыру. На рисунке показаны линии эволюции излучения симметричных ($m_1 = m_2 = 10^{16+n}$ г) двойных систем, находящихся на расстоянии 10^{14} см от детектора. Пунктирные линии — изохроны — проходят через точки, отвечающие постоянному значению времени, оставшегося до падения черных дыр друг на друга.

Большая часть энергии излучается в виде короткого мощного всплеска в процессе слияния черных дыр. На этой стадии условия применимости формул квазиньютоновского приближения не выполняются, и для оценки амплитуды и длительности генерируемого импульса обычно используют экстраполяцию решения задачи об излучении, сопровождающем падение пробного тела в черную дыру [10, 11]. Так как слияние ПЧД происходит из состояния с большим орбитальным моментом относительного движения и сами компаньоны могут быстро вращаться, то возможна достаточно высокая эффективность излучения $\xi = E_g/(m_1 + m_2)c^2 \simeq 0,06 \div 0,2$, по порядку



Эволюция излучения симметричных ($m_1 = m_2 = 10^{16+n}$ г) двойных систем, находящихся на расстоянии 10^{14} см от детектора (см. текст): (1) — линия критических значений h и ω , пунктирные линии — изохроны

величины приближающаяся к термодинамическому пределу $\xi_{\text{max}} = 1 - 1/\sqrt{2}$. Таким образом, в конце своего существования сверхкомпактная двойная система генерирует короткий (численный расчет дает $\Delta t \approx (10^1 - 10^3)M/c$) мощный ($E_g \approx 0,1(m_1 + m_2)c^2$) всплеск гравитационного излучения. В результате полная мощность гравитационного излучения, порождаемого столкновениями ПЧД в двойных системах в гало Галактики, масса темной материи в котором $M_{DM} \approx 50 \cdot M_{\text{Galaxy}}$,

$$I_G \approx E_{g\kappa\eta} \cdot \frac{M_{DM}}{\bar{m}} \frac{P(T, \tau)}{\tau} \approx 0,001\kappa\eta \cdot \frac{M_{DM}c^2}{T} \sim \sim \kappa\eta \cdot 10^{39} \text{ Вт},$$

и поэтому прямым следствием существования бинарных ПЧД будет наличие диффузного потока высокочастотного ($\omega > 10^{10}$ Гц) нетеплового гравитационного излучения от Галактики с плотностью

$$S_G \approx \frac{I_G}{4\pi r_G^2} \sim \kappa\eta \cdot 0,5 \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}.$$

Другие возможные проявления существования двойных систем из ПЧД связаны с интенсивным рождением частиц и формированием релятивистского фэйрбола за счет энергии, высвобождаемой при слиянии черных дыр. Так как эта энергия довольно значительна, то даже при низкой эффективности конверсии интенсивность нейтринного и γ -излучения может быть заметной. Отметим, что доля энергии ε_γ , преобразуемой в γ -излучение, не может превышать величины $10^{-8}/\kappa\eta$, при которой коалесценции бинарных ПЧД обеспечивают практически всю γ -светимость Галактики (порядка 10^{31} Вт). При

массе партнеров $m \gg 10^{16}$ г испарение γ -квантов до столкновения несущественно, и поэтому — даже если столкновительный механизм приписать значительной части ГВ — не возникает проблемы формирования недопустимо большого фона диффузного γ -излучения.

На больших расстояниях этот процесс будет наблюдаться как нейтринная и γ -вспышки, порождаемые релятивистским файерболом. Их отличительной особенностью должна быть однородность пространственного распределения в пределах Галактики и как следствие — характерная зависимость числа источников с порогом выше заданного от величины порога ($\lg N_S \sim -3/2 \cdot \lg S$). Известно, что вся совокупность источников ГВ не является однородно распределенной (связь $\lg N - \lg S$ имеет заметные отклонения от закона $-3/2$), и поэтому нельзя считать коалесценции ПЧД единственным источником ГВ, тем более что есть ряд аргументов в пользу космологической природы значительной их части [12]. Отметим, однако, что вид распределения наблюдаемых ГВ по длительности указывает на довольно четкое их разделение на относительно короткие ($\Delta t_\gamma < 1$ с) и более длительные ($\Delta t_\gamma > 10$ с), причем заметное отклонение от закона $-3/2$ имеют длительные ГВ с жестким спектром. Это можно рассматривать как указание на то, что наблюдаемые ГВ имеют различную природу, в частности что заметная доля их источников может быть расположена в пределах гало Галактики. В качестве подобных источников и могут выступать файерболы, образующиеся при столкновениях компаньонов в двойных системах из ПЧД. В предложенной модели частота коалесценций в галактическом гало

$$\nu \simeq \kappa \eta \frac{M_{DM}}{\bar{m}} \frac{P(T, \tau)}{\tau} \simeq \kappa \eta \frac{M_{DM}}{\bar{m}} \cdot 10^{-6} \text{ с}^{-1}.$$

Частота порожденных ими ГВ, доступных для наблюдения с Земли, определяется значениями порога наблюдения S_{\min} и характерным значением массы ПЧД: $\nu_{GRB} \simeq \nu \cdot (r/r_G)^3$, где $r \simeq \left(\varepsilon_\gamma \times \times 0,1 \bar{m} c^2 / (4\pi S_{\min}) \right)^{1/2}$ и, следовательно,

$$\nu_{GRB} \simeq 5 \cdot 10^2 \cdot \kappa \eta \left(\frac{\varepsilon_\gamma}{10^{-8}} \right)^{3/2} \left(\frac{\bar{M}}{M_\odot} \right)^{1/2} \left(\frac{S_0}{S_{\min}} \right)^{3/2} \text{ с}^{-1}.$$

Учитывая, что наблюдаемая частота ГВ с потоком выше $S_0 = 10^{-7}$ эрг·см⁻²·с⁻¹ и евклидовым распределением составляет $\sim 10^{-5}$ с⁻¹, из этого выражения можно получить ограничение снизу на среднюю массу ПЧД в рассматриваемой модели. Например, при $\kappa = 1$, $\eta = 1$ и $\varepsilon_\gamma = 10^{-8}$ $\bar{m} \geq 10^{18}$ г. Отметим, что для ГВ, обусловленных коалесценцией бинарных ПЧД, из ограничения на эффективность конверсии выделяемой энергии в гамма-излучение ($\varepsilon_\gamma \leq 10^{-8} / \kappa \eta$) следует, что энергия сопровождающего ГВ всплеска гравитационного СВЧ-излучения может на 7–8 порядков превышать энергию ГВ. В этом случае плотность потока энергии гравитаци-

онного излучения около Земли в максимуме может достигать 10^4 эрг·см⁻²·с⁻¹ (для мощных вспышек).

Касаясь перспектив обнаружения сверхкомпактных двойных систем, следует отметить, что решающим свидетельством в пользу их существования было бы обнаружение генерируемого ими весьма характерного гравитационного излучения. Однако существующие на сегодняшний день и проектируемые детекторы ориентированы в основном на поиск низкочастотного излучения [13] и непригодны для решения этой задачи. Поэтому представляется весьма актуальной разработка методики регистрации коротких интенсивных всплесков и стационарного высокочастотного гравитационного излучения, например электромагнитных и плазменных детекторов [11, 14]. Как показано в работе [14], при использовании в качестве «антенны» электромагнитного поля в резонаторе с добротностью 10^{12} можно обнаружить гравитационное излучение с амплитудой до $h \sim 10^{-27}$ на частоте 10^9 Гц. Следует, однако, иметь в виду, что вероятность обнаружения стационарного излучения на столь высокой частоте является низкой вследствие малого времени жизни двойных систем, излучающих на этой частоте (от 10^6 лет для $m_1 = m_2 = 10^{16}$ г до 1 года для $m_1 = m_2 = 10^{20}$ г).

Двойные системы ПЧД, в принципе, могут быть также обнаружены при наблюдении эффекта микролинзирования: они должны проявлять себя в форме характерных периодических пульсаций яркости линзируемого источника. Оценки показывают, что относительные изменения яркости должны быть порядка a^2/b^2 (где b — расстояние от центра масс системы ПЧД до оси источник–наблюдатель). Однако обнаружение этого эффекта вряд ли возможно на наземных телескопах из-за мешающего воздействия атмосферы.

Авторы благодарят В. А. Рубакова за критические замечания, высказанные в ходе обсуждения данной работы.

Литература

1. Page D.N., Hawking S.W. // *Astrophys. J.* 1976. **206**. P. 1.
2. Hawking S.W. // *Month. Not. of RAS.* 1971. **152**. P. 75.
3. Berezin V.A., Kuzmin V.A., Tkachev I.I. // *Phys. Rev.* 1991. **D43**. P. R3112.
4. Jedamzik K. // *Phys. Reports.* 1998. **307**. P. 155.
5. Bullock J.S., Primack J.R. // *Phys. Rev.* 1997. **D55**. P. 7423.
6. McGibbon J. // *Nature.* 1987. **329**. P. 308.
7. Cline D.B., Hong W. // *Astrophys. J.* 1992. **401**. P. L57.
8. Ioka K., Chiba T., Tanaka T., Nakamura T. // *Phys. Rev.* 1998. **D58**. P. 063003.
9. Peters P.C., Mathews J. // *Phys. Rev.* 1963. **131**. P. 435.
10. Detweiler S.L. // *Sources of Gravitational Radiation.* Cambridge, 1979. P. 211–249.
11. Бичак И., Руденко В.Н. Гравитационные волны в ОТО и проблема их обнаружения. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1987.
12. Piran T. // *E-print Archive: astro-ph/9810256.*
13. Rudiger A. // *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)*. 1996. **48**. P. 96.
14. Гришук Л.П. // *УФН.* 1977. **121**, № 4. С. 629.

Поступила в редакцию
18.10.99