

PHYSICAL MODELS OF WHITE AND GREY HOLES AND THEIR ASTROPHYSICAL APPLICATIONS

ALEXANDER P. TROFIMENKO

*Astronomical Section of Minsk Department of Astronomical-Geodesical Society of the USSR,
Minsk-12, Abonent Box No. 7, 220012, USSR*

Received 17 December 1988

Revised manuscript received 6 February 1990

UDC 530.12

Original scientific paper

On the basis of extended manifolds of general relativity astrophysical applications of white and grey holes are considered. Four types of anticollapsars are distinguished: canonical white and grey holes, light- and dark-grey holes. Bursts of these types of anticollapsars are similar, but relicts are essentially different. White and grey holes can be revealed in the form of bursts of gravitational and electromagnetic radiation. Quasars and cosmic voids can be associated with relicts of white and light-grey holes, and black holes do with relicts of grey and dark-grey holes. Possible manifestations of small mass black holes in cosmic bodies (millisecond pulsars, planets, etc.) are considered. The neutrino flow from micro-black hole is estimated.

ФИЗИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ БЕЛЫХ И СЕРЫХ ДЫР И ИХ АСТРОФИЗИЧЕСКИЕ ПРИЛОЖЕНИЯ

На основе расширенных многообразий теории относительности рассматриваются астрофизические приложения белых и серых дыр. Выделяются четыре типа антиколлапсаров: канонические белые и серые дыры, светло- и темно-серые дыры, вспышки которых схожи, но реликты существенно различаются. Вспышки белых и серых дыр могут проявляться в форме всплесков гравитационного и электромагнитного излучения. С реликтами белых и свет-

лосерых дыр могут быть связаны: квазары, космические пустоты, а серых и темносерых дыр — черные дыры. Обсуждаются возможные проявления малых черных дыр в космических телах (миллисекундные пульсары, планеты и др.). Оценивается поток нейтрино от микро-черной дыры.

1. Введение

Правомерность приложения общей теории относительности (ОТО) к астрофизике считается общепризнанной¹⁾. Наибольшую известность в астрофизике получили черные дыры^{2,3)}. Не меньший интерес для астрофизики высоких энергий представляют белые дыры (релятивистские, антиколлапсирующие объекты)⁴⁾, но экзотические возможности последних не используются в должной мере. Практически не рассматривались в качестве приложений к астрофизике серые дыры — осциллирующие объекты, сочетающие свойства белых и черных дыр⁵⁾.

Первый вариант происхождения белых дыр («задержавшиеся ядра») встретил ряд трудностей⁶⁾. Второй вариант происхождения белых дыр⁷⁾ основывается на рассмотрении антиколлапсирующих объектов в расширенных пространственно-временных многообразиях (РПВМ) ОТО⁸⁾. Во втором варианте происхождения белых дыр не только снимается часть трудностей^{7,9)}, присущих модели «задержавшихся ядер», но и расширяется круг возможных астрофизических приложений моделей отонов⁷⁾.

В работе выделяются и исследуются четыре типа антиколлапсаров в РПВМ: канонические белые и серые дыры, светлосерые и темносерые дыры, с которыми связываются различные астрофизические феномены. Рассматриваются непосредственные проявления белых и серых дыр в форме кратковременных ($t \sim r_g/c$) вспышек излучения (гравитационного, электромагнитного). С реликтами белых дыр связываются космические пустоты, со светлосерыми дырами — квазары. Реликтами серых и темносерых дыр являются черные дыры и полужамкнутые миры соответственно, которые еще более расширяют астрофизические приложения черных дыр (первичные неоднородности, миллисекундные пульсары, геофизические аномалии, планетный вулканизм).

2. Антиколлапсирующие объекты в расширенном пространстве-времени: второй путь образования белых дыр

Теоретической основой построения моделей антиколлапсирующих отонов — белых дыр является метрика Керра-Ньюмена. В сплюснутых квазисфероиальных координатах Бойера-Линдквиста она записывается в следующей форме^{2,8)} (здесь используются геометризованные единицы, в которых $c = G = 1$):

$$ds^2 = -(\Delta/\varrho^2)(dt - \sin^2\vartheta d\varphi)^2 + (\Delta/\varrho^2)^{-1} dr^2 + \\ + \varrho^{-2} \sin^2\vartheta [adt - (r^2 + a^2) d\varphi]^2 + \varrho^2 d\vartheta^2; \quad (1)$$

$$\Delta = r^2 - 2Mr + Q^2 + a^2; \quad (1a)$$

$$\varrho^2 = r^2 + a^2 \cos^2 \vartheta, \quad (1b)$$

где M — полная масса отона, Q — заряд, a — угловой момент вращения на единицу массы, Δ — горизонтальная функция.

В общем случае для метрики Керра-Ньюмена имеется несколько несовпадающих псевдосингулярных поверхностей. Поверхности горизонта событий для метрики (1) определяются выражением

$$R_{\pm} = GM/c^2 \pm [(GM/c^2)^2 - (GQ^2/c^4 + a^2/c^2)]^{1/2}, \quad (2)$$

где R_+ — внешний горизонт событий, R_- — внутренний горизонт событий.

Поверхности бесконечного смещения определяются следующим образом:

$$r_{\pm} = GM/c^2 \pm [(GM^2/c^2)^2 - (GQ^2/c^4 + (a^2/c^2) \cos^2 \vartheta)]^{1/2}. \quad (3)$$

Поверхность, определяемая r_+ , называется поверхностью бесконечного красного смещения, а r_- — поверхностью бесконечного фиолетового смещения. Псевдосингулярные поверхности делают нетривиальной структуру РПВМ. В случае керровского отона ($M \neq 0$, $a \neq 0$, $Q = 0$) картина качественно не меняется. В случае невращающегося отона ($a = 0$, $Q \neq 0$, $M \neq 0$) картина качественно меняется, т. к. из (2) и (3) следует: $r_+ = R_+$, $r_- = R_-$, т. е. поверхности горизонтов событий совпадают с соответствующими поверхностями бесконечного смещения. Таким образом, условие $a = 0$ обедняет структуру РПВМ.

Наконец, для шварцшильдовского отона имеется одна псевдосингулярная поверхность $r_+ = R_+ = R_g$ (R_g — гравитационный радиус):

$$R_g = \frac{2GM}{c^2}. \quad (4)$$

Вторая особая поверхность ($r_- = R_- = 0$) совпадает с точкой истинной сингулярности.

Наиболее реалистичная модель отонной белой дыры связана с керровским РПВМ, т. к. все известные астрофизические объекты обладают вращением. Рассмотрим диаграмму Пенроуза для расширенного вдоль оси симметрии керровского РПВМ^{2,8)} (рис. 1), что может дать качественное представление о глобальной структуре РПВМ.

С учетом результатов расширенной теории относительности¹⁰⁾ произвольную область керровского РПВМ — M , которая отделена от других горизонтов событий, можно обозначить общим символом¹¹⁾:

$$M(k, P), \quad (5)$$

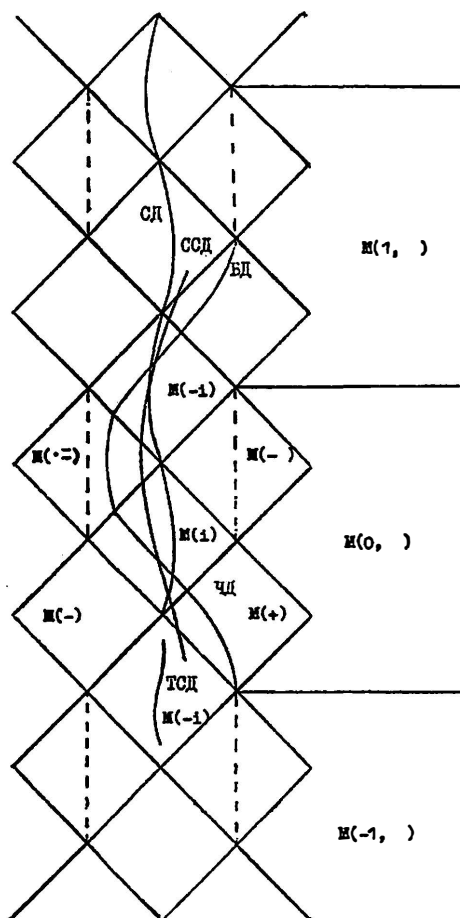


Рис. 1. Диаграмма Пенроуза для расширенного вдоль оси симметрии керровского ПВМ. Пунктирная линия обозначает кольцевую сингулярность. Графариетный рисунок $M(\cdot)$, включающий области: $M(+)$, $M(-)$, $M(i)$, $M(-i)$, $M(\cdot-)$, $M(-\cdot)$, $M(-i)$ повторяется неограниченно в обе стороны. При $k \rightarrow \infty$ получаем полное керровское многообразие. Кривые показывают возможные геодезические (временноподобные), соответствующие: ЧД — черной дыре, БД — белой дыре, СД — серой дыре, ТСД — темносерой дыре, ССД — светлосерой дыре.

где $P = (i)^N$ (N — число горизонтов событий, отделяющих произвольную область M от некоторой исходной M_+), $-\infty < k < +\infty$.

Так как k неограниченно, то и областей типа $M(+)$ может быть неограниченно много. Каждая такая область может представлять собой самостоятельный мир⁷⁾, подобный нашей Метагалактике.

Антиколлапсирующие объекты в подобных РПВМ образуются в результате релятивистского процесса коллапс-антиколлапс из материи черных дыр, которая «перетекает» (см. рис. 1) через кротовые норы из одной $M(0,+)$,

$M(0, i)$ области РПВМ (отонного мира) в другую $M(1, -i)$, $M(1, +)$. Причина перехода коллапса в антиколлапс у керровского отона заключается в наличие вращения, которое на определенной стадии сжатия отона, а именно, в области $M(0, -)$ при $R = R_0 = a^2/c^2 R_b$ переводит его в расширение. Итак, в концепции белых дыр нужно перейти от шварцшильдовского ПВМ к керровскому РПВМ, которое естественным образом объясняет природу антиколлапса, но ведет к представлению о нетривиальности структуры РПВМ, о множественности миров. Таков второй возможный вариант происхождения белых дыр^{7,9)}.

Спектральные особенности излучения от антиколлапсара в наиболее общем случае керр-ньюменовской белой дыры рассматривались в работе Дадхиха¹²⁾. Были получены следующие соотношения между ν_0 — частотой светового сигнала, испущенного радиально от поверхности белой дыры и ν — частотой светового сигнала, принятого удаленным наблюдателем.

1) Рейсснер — нордстремовский антиколлапсар:

$$\frac{\nu}{\nu_0} = (\psi_b)^{1/2} \pm (\psi_b - \psi)^{1/2}, \quad (6)$$

$$\psi = f(r) = g_{00} = 1 - 2GM/c^2 R + GQ/c^4 R^2, \quad (6a)$$

ψ_b — значение g_{00} в R_b — точке максимального расширения ($dR/dr = 0$). Здесь и далее знак (+) соответствует белой дыре, знак (—) — черной дыре.

2) Керр-ньюменовский антиколлапсар в экваториальной плоскости:

$$(7)$$

Легко видеть, что (6) и (7) совпадают, т. к.

$$\frac{\Delta - a^2}{r^2} - \frac{r^2 - 2Mr - Q^2}{r^2}$$

3) Керр-ньюменовский антиколлапсар вдоль оси симметрии ($\vartheta = 0$):

$$\frac{\nu}{\nu_0} = \left(\frac{\Delta_b}{\rho_b^2}\right)^{1/2} \pm \left(\frac{\Delta_b}{\rho_b^2} - \frac{\Delta}{\rho^2}\right)^{1/2}. \quad (8)$$

Эти три случая можно представить в общем виде

$$(9)$$

где $f = f(r) = g_{00}$ — метрический коэффициент при временной координате в соответствующей метрике, $f_b = g_{00}(r = R_b)$.

Выражения (6)—(9) не показывают в явном виде роль горизонтов в излучении белых дыр: хотя их значение хорошо известно для черных дыр, на горизонте которых излучение имеет бесконечное красное смещение, а под горизонтом излучение не наблюдаемо. Для того, чтобы выявить роль горизонтов в излучении антиколлапсаров, представим (9) в виде

$$\frac{\nu}{\nu_0} = \left[\frac{(R_b - R_+)(R_b - R_-)}{\varrho_b^2} \right]^{1/2} \pm \left[\frac{(R_b - R_+)(R_b - R_-)}{\varrho_b^2} - \frac{(r - R_+)(r - R_-)}{\varrho^2} \right]^{1/2}. \quad (10)$$

В зависимости от значения R_b относительно R_+ можно выделить четыре типа антиколлапсирующих отонов, излучение от которых имеет свои особенности.

1) Заметим, что идеальная (каноническая) белая дыра должна быть параболической ($R_b = \infty$), ибо в противном случае имеем осциллирующий коллапс ($R_0 < R_b < \infty$), т. е. одну из разновидностей серых дыр. Для параболической белой дыры из (9) и (10) имеем:

$$\frac{\nu}{\nu_0} = 1 \pm (1 - f)^{1/2} = 1 \pm \left[1 - \frac{(r - R_+)(r - R_-)}{\varrho^2} \right]^{1/2}. \quad (11)$$

2) Идеальная (каноническая) серая дыра соответствует условию $R_b = R_+$. Для канонической серой дыры из (9) и (10) имеем:

$$\frac{\nu}{\nu_0} = \pm (-f)^{1/2} = \pm \left[-\frac{(r - R_+)(r - R_-)}{\varrho^2} \right]^{1/2} \quad (12)$$

ν действительна на протяжении всего антиколлапса $R_0 = R_- < r < R_+ = R_b$. Особенный характер канонических серых дыр в том, что они устойчивы для осцилляций. Светлосерая дыра ($R_+ < R_b < \infty$) должна фрагментироваться на местных неоднородностях.

3) Условию $R_+ < R_b < \infty$ соответствует надгоризонтальная светлосерая дыра: $R_0 < R_- < R_+ < R_b$.

4) Условию $R_b < R_+$ соответствует подгоризонтальная темносерая дыра: $R_- < R_0 < R_b < R_+$. Темносерая дыра в отличие от светлосерой, которая пересекает горизонты и проходит различные области РПВМ — $M(1, +)$, $M(1, i)$, $M(1, -)$, $M(2, -i)$, $M(2, +)$..., осциллирует в области $M(k, -i)$ пока не станет канонической серой дырой, достигнув горизонта событий. Темносерые дыры представляют собой полузамкнутые миры.

Из сказанного выше и выражения (10) ясно, что особенный характер горизонтов проявляется для антиколлапсаров не для точки, из которой идет излучение, а для R_b , т. е. для параметра, характеризующего максимальное

расширение антиколлапсара. Время существования белых и серых дыр на стадии антиколлапса крайне мало ($t < r_g/c$), а форма проявления весьма схожа — кратковременные всплески излучения.

3. Всплески гравитационного и электромагнитного излучения как всплески белых и серых дыр

Антиколлапсирующие отоны в наблюдательном отношении отличаются от черных дыр, т. к. они проявляют себя непосредственно.

Заметим, что, хотя вращение и заряд ослабляют синее смещение^{1,2)}, оно может быть и в этих случаях достаточно большим. Приведем явные выражения для ν_{\max} через глобальные параметры.

Белая дыра:

$$1) Q \neq 0, a = 0. \quad 2) Q = 0, a \neq 0, Q = 0.$$

$$\nu_{\max} = \nu_0 \left[1 + \frac{(MG)^{1/2}}{Q} \right], \quad \nu_{\max} = \nu_0 [1 + (GM/ca)]^{1/2}. \quad (13)$$

Серая дыра:

$$1) Q \neq 0, a = 0. \quad 2) Q = 0, a \neq 0, \vartheta = 0.$$

$$\nu_{\max} = \nu_0 [(M^2G/Q^2) - 1]^{1/2}, \quad \nu_{\max} = \nu_0 [(GM/ca) - 1]^{1/2}. \quad (14)$$

Из выражения (13)—(14) видно, что чем больше масса и меньше заряд (вращение), тем больше максимальное синее смещение излучения, идущего от антиколлапсара. Таким образом, хотя заряд и вращение и ослабляют синее смещение, но при $M(G)^{1/2} \gg Q$ и $GM \gg ca$ $\nu_{\max} \gg \nu_0$, т. е. оно может быть достаточно большим. Переходя к шварцшильдовскому случаю ($Q = 0, a = 0$), получаем $\nu_{\max} = \infty$, что совпадает с керровским антиколлапсаром в экваториальной плоскости.

Каноническая белая дыра излучает с синим смещением (см. рис. 2) на протяжении всего процесса расширения (кроме точек R_0 и R_b), где $\nu = \nu_0$. При переходе к шварцшильдовскому случаю ($a^2/c^2 \rightarrow 0$ или $(Q^2/Mc^2) \rightarrow 0$) выражение (13) дает $\nu_{\max} = \infty$, а график принимает вид (см. рис. 2) ν_{\max} в точке $R_m = (a^2/c^2)$ (керровский отон).

Каноническая серая дыра в отличие от белой проявляет себя конечное время, а ее излучение на протяжении антиколлапса имеет не только синее смещение, но и красное. Излучение серой дыры имеет следующую спектральную особенность (см. рис. 3) — выраженный всплеск частоты излучения с крутым подъемом и более плавным спуском в области $r < R_g/2$. В области $(R_g/2) < r < R_g$ имеется своеобразное «плато» с относительно долгим временем излучения.

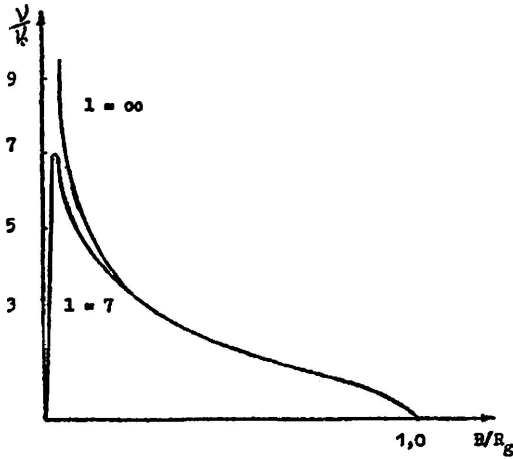


Рис. 2. Изменение частоты в зависимости от R (пространственной координаты) для канонической белой дыры при $l = 7$ ($l = \nu_{\max}/\nu_0$ максимальное изменение частоты) и $l = \infty$ (шварцшильдовский случай).

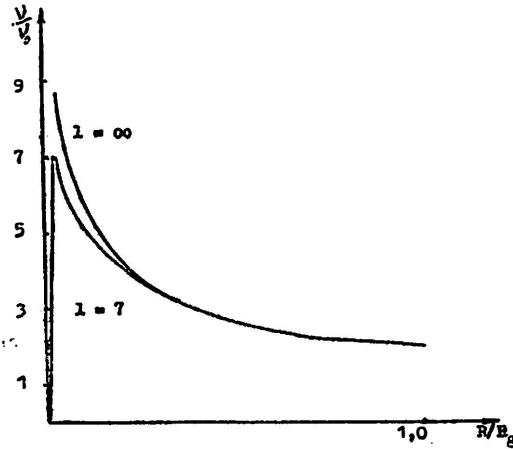


Рис. 3. Изменение частоты в зависимости от R для канонической серой дыры при $l = 7$ и $l = \infty$ (шварцшильдовский случай).

Мощные всплески космического гамма-излучения имеют различные наблюдательные данные¹³⁾, дающие основания для их отождествления со вспышками отонов^{4,7,14)}. Пространственное распределение гамма-всплесков изотропно, появление их уникально, т. е. соответствует одноразовому акту взрывки отоно. Гамма-всплески являются кратковременными событиями (0,01—80 с) локализованными в малых областях (10^8 см). Спектр гамма-всплеска имеет тенденцию к его смягчению.

Короткое, сверхжесткое начало и длительный мягкий «хвост» излучения — характерные особенности вспышки антиколлапсара. В случае вспышки белой дыры вслед за гамма-всплеском следовало бы ожидать в дальнейшем ее активных наблюдательных проявлений в других диапазонах электромагнитных волн (см. рис. 2), что пока не наблюдалось. Так что, по-видимому, гамма-всплески связаны с каноническими серыми дырами⁷⁾, у которых всплеск «обрезается» (см. рис. 3). Приведем соотношение между частотой излучения и временем всплеска и «плато».

При $R_m \ll R_g$ время подъема порядка $t_n \approx (R_m/c) [(R_g/2R_m) - 1]^{-1/2}$, время спуска $t_c \approx (R_g/c) [(R_g/2R_m) - 1]^{-1/2}$, время нахождения на «плато» $t_{\text{плато}} \approx R_g/c$.

Очевидно, имеет место соотношение $t_n < t_0 < t$, а при $R_m \ll R_g$ $t_n \ll t_0 \ll t_{\text{плато}}$, т. е. время всплеска $t_{\text{всплеска}} \ll R_g/c$. Между максимальными частотами во всплеске (ν_m) и на «плато» (ν_0) имеет место соотношение

$$\frac{\nu_m}{\nu_0} = [(R_g/2R_m) - 1]^{1/2} \approx \left(\frac{t_{\text{всплеска}}}{t_{\text{плато}}} \right)^{-1}. \quad (15)$$

Так, что соотношение для мягкого гамма-излучения и видимого света дает $\frac{\nu_m}{\nu_0} = 10^6 = \left(\frac{t_{\text{всплеска}}}{t_{\text{плато}}} \right)^{-1}$. Таким образом, при вспышке серой дыры вслед за мощным кратковременным всплеском следует ожидать сравнительно длинный «хвост» более мягкого излучения.

Обнаружение самой вспышки белой (и/или серой) дыры представляет собой довольно сложную экспериментальную проблему в силу краткосрочности вспышки, нерекуррентности, проявления в области сверхвысоких энергий. Если гамма-всплески связаны со вспышками серых дыр, то можно предсказать, что синхронно с гамма-всплесками должны наблюдаться всплески гравитационного излучения.

Всплески гравитационного излучения регистрировались Вебером¹⁵⁾, но из-за энергетических соображений эти результаты были отвергнуты в качестве факта обнаружения гравитационных волн^{1, 3, 16)}. Гравитационные волны в эксперименте Вебера связывались с процессами в ядре Галактики и годовой выход энергии, соответствующий этим событиям, должен быть порядка $10^2 - 10^3 M_\odot c^2$. Ожидалось, что подобным грандиозным энерговыделениям должны соответствовать грандиозные космические процессы, но они не наблюдались. Правильней же ожидать столь же кратковременные события в электромагнитном диапазоне волн, которым могут соответствовать гамма-всплески.

Белые и серые дыры из других отонных миров, вызывая экстремальные возмущения ПВМ и гравитационного поля, должны вести к мощным кратковременным всплескам гравитационного излучения. Причем в случае вспышки серой дыры гравитационный всплеск должен коррелироваться со столь же кратковременным всплеском электромагнитных волн. В случае темносерой дыры (полузамкнутого мира) в энергию гравитационного всплеска может перейти значительная часть массы отона. Поэтому никаких грандиоз-

ных процессов в этой точке небесной сферы после всплеска излучения не следует ожидать, т. к. реликтом серой дыры может оказаться одиночная черная дыра. Обнаружение синхронности гравитационных и гамма-всплесков было бы решающим аргументом в пользу обнаружения вспышек белых и серых дыр.

Белые дыры, в отличие от серых, после кратковременного мощного всплеска излучения могут проявить себя в форме грандиозных космических взрывов. В этом отношении представляет интерес Сверхновая — 1987А, у которой регистрировался аномально большой всплеск гравитационного излучения¹⁷⁾.

Реликты белых и светлосерых дыр при $R_b \gg R_+$ представляют собой остатки взрывов различной мощности. При $R_b \approx R_+$ часть материи светлосерой дыры может сколлапсировать, образовав черную дыру, а другая часть, стремительно расширившись, образует горячие расширяющиеся облака, различные выбросы и другие взрывные космические феномены.

К реликтам белых дыр можно отнести квазары и активные ядра галактик, джеты, межгалактический рентгеновский газ, пустоты, тяжелые химические элементы⁷⁾. К проявлениям белых и серых дыр можно отнести и те космические феномены, которые связываются с Д-телами Амбарцумяна¹⁸⁾ и гипотетическими догалактическими звездами III типа. Реликтами серых и темносерых дыр должны быть черные дыры, вероятность обнаружения которых в плотных средах (т. е. в космических телах) значительно выше, чем в межзвездной среде с низкой плотностью вещества.

4. Черные дыры в космических телах

Черные дыры проявляют себя через окружающее их вещество, что задает их наблюдательную особенность: чем больше плотность окружающего вещества, тем более значительными должны быть проявления черных дыр. Поэтому в аспекте идентификации черные дыры в космических объектах представляют собой большой интерес.

Заметим, что в центрах космических систем (скоплениях галактик, квазарах, ядрах галактик), как считается, могут находиться первичные черные дыры¹³⁾. Менее известна идея о черных дырах как зародышах звезд¹⁹⁾. Эти идеи в связи с известными трудностями в проблеме образования космических объектов была обобщена в концепции отонных миров: черные дыры считаются универсальными центрами конденсации вещества при образовании всех космических тел и систем⁷⁾.

Проявления малых черных дыр в звездах дают сравнительно незначительные эффекты, но на последних стадиях эволюции звездных объектов, когда плотность вещества весьма значительна, могут оказаться и значительными эффекты, связанные с черными дырами. В этом отношении особый интерес представляют миллисекундные пульсары²⁰⁾.

На основе модели нейтронной звезды, содержащей в центре малую черную дыру⁷⁾, была предложена теория образования миллисекундных пульсаров. Согласно этой модели, ускорение вращения происходит за счет стека-

ния (аккреции) вещества нейтронной звезды в черную дыру. Исходя из этой модели, была предсказана возможность существования класса субмиллисекундных (микросекундных) пульсаров⁷⁾ с $P_{min} < 0,5$ мс. Субмиллисекундный оптический пульсар ($P \approx 0,5$ мс)²¹⁾ в области Сверхновой SN-1987A, открытый вслед за сделанным предсказанием, является подтверждением верности данной модели. Другим следствием этой модели является возможность ускорения вращения у одиночных пульсаров. Подтверждением этого вывода является недавнее открытие отрицательной производной периода ($\dot{P} = -2 \cdot 10^{-17}$) у одиночного пульсара PSR 2127 — 11 ($P = 110$ мс) в шаровом скоплении M15²²⁾. На основе предложенной модели оценим параметры черной дыры для 110-мс пульсара в шаровом скоплении M15.

Устойчивый процесс пульсаций возможен при $M_{BH} \ll M$.! Это условие означает наличие точечной массы в центре нейтронной звезды, куда происходит сток (аккреция) сверхпроводящей нейтронной жидкости. Масса, оказавшаяся в малой черной дыре (точке), не вносит уже вклада в момент инерции. Уменьшение момента инерции в силу закона сохранения момента импульса должно компенсироваться ускорением вращения. Это условие значительно упрощает задачу и позволяет по производной периода определить темп аккреции на черную дыру из условия сохранения момента импульса: $I\omega = L = \text{const}$.

Момент инерции для нейтронной звезды²³⁾ определяется выражением:

$$I = 0.1 MR^2, \quad (16)$$

что дает следующую оценку момента инерции нейтронной звезды: $I_0 = 10^{44}$ г · см². Из (16) можно получить:

$$M = (10I_0 \cdot R^{-2}) P_{110}^{-1} \dot{P}. \quad (17)$$

Полагая $R = \text{const}$. и продифференцировав (17) по времени, получим

$$\dot{M} = (10I_0 \cdot R^{-2}) P_{110}^{-1} \dot{P}. \quad (18)$$

Подстановка параметров нейтронной звезд и параметров 110-мс пульсара дает следующую оценку темпа аккреции на центральную черную дыру: $\dot{M} = 2 \cdot 10^{17}$ г · с⁻¹. Для оценки массы черной дыры воспользуемся формулой для гидродинамической сферической аккреции, т.к. внутри нейтронной звезды находится сверхтекучая жидкость³⁾:

$$\dot{M} = 1.2 \cdot 10^{10} (M_{BH}/M_{\odot})^2 (\rho_{\infty}/10^{-24} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}) (T_{\infty}/10^4 \text{ К})^{-3/2} \Gamma/c. \quad (19)$$

Из (19) при подстановке параметров нейтронной звезды получаем параметры черной дыры $M_{BH} \approx 1,58 \cdot 10^{19}$ г, $R_{BH} \approx 2 \cdot 10^{-9}$ см, $\rho_{BH} \approx 10^{44}$ г · см⁻³.

Отток вещества в черную дыру ведет к уменьшению плотности вещества и давления, что должно вести к уменьшению размеров нейтронной звезды, т. е. в общем случае в (16)—(18) $R \neq \text{const}$. Уменьшение размеров должно

вести к напряжениям в коре нейтронной звезды, приводящим к «звездотрясениям» и сбоям периода вращения.

Так как $\dot{M} \sim M_{BH}^2$, то значит со временем должно расти ускорение вращения пульсара. С одной стороны, вращение пульсаров за счет потери энергии замедляется, а с другой стороны — ускоряется за счет уменьшения момента инерции. Эти процессы идут одновременно, но вначале преобладает замедление вращения за счет потери энергии, а со временем постоянно нарастающий процесс аккреции на черную дыру ведет к ускорению вращения. Причем, со временем должна возрастать и вторая производная периода.

Темп аккреции на черную дыру (18) соответствует значительной величине энерговыделений, что должно прогревать нейтронную звезду, а так как темп аккреции растет со временем, то значит, процесс остывания нейтронной звезды должен смениться ее нагревом. Таким образом, старые пульсары должны быть не только быстровращающимися, но и горячими. Наблюдение жесткого излучения от одиночных миллисекундных пульсаров, обладающих отрицательной производной периода, например, у пульсара PSR 2127 + 11 было бы еще одним подтверждением наличия черных дыр в нейтронных звездах. Возможно, некоторые из давно наблюдаемых звезд являются миллисекундными (или микросекундными) пульсарами.

Плотность вещества планет намного порядков меньше плотности нейтронных звезд, но зато планеты находятся несравнимо ближе и доступны для систематических наблюдений, поэтому, они также представляют интерес в плане обнаружения малых черных дыр⁷⁾. Кроме центральной (зародышевой) черной дыры, во всех областях Земли (ядро, мантия, кора) могут быть черные дыры, попавшие на протоземлю в составе планетозималей⁷⁾. Наиболее характерным образом могут проявлять себя черные дыры в Земле, как точечные гравитационные массы и горячие «точки», как различного рода аномалии: динамические, гравитационные, геотермические, геохимические, магнитные.

Спектр излучения черной дырой частиц различных типов был впервые рассчитан Д. Пейджом, который в дальнейшем был уточнен с учетом открытия τ -нейтрино²⁴⁾.

Для черных дыр в интервале масс $10^{17} \text{ г} > M_{BH} > 5 \cdot 10^{14} \text{ г}$ формула для интегрального излучения имеет вид:

$$P_{BH} = 6.3 \cdot 10^9 (10^{15} \text{ г}/M_{BH})^2 \text{ J} \cdot \text{с}^{-1}. \quad (20)$$

В спектре излучения черных дыр этих масс имеются релятивистские электроны и позитроны, на которые приходится 36,6% излученной энергии. Для других частиц уносимая мощность излучения распределяется следующим образом: 7,6% излученной энергии уносится фотонами; 0,9% — гравитонами; 54,9% — шестью типами нейтрино.

Представляет интерес и возможность выделения энергии при столкновении малых и микро-черных дыр. Физические свойства микро-черных дыр ($M_{BH} < 10^{20} \text{ г}$) во многом противоположны свойствам макро-черным дырам ($M_{BH} \geq 10^{20} \text{ г}$). В частности, площадь поверхности («энтропия») микро-черных дыр убывает, что прямо противоположно теореме Хокинга для класси-

ческих макро-черных дыр. Следовательно, следует ожидать, что при столкновении микро-черных дыр сумма их поверхностей будет удовлетворять соотношению: $s_1 + s_2 > s_{12}$, т. е. площадь поверхности черной дыры, образованной при слиянии микро-черных дыр, должна быть меньше суммы площадей поверхностей исходных черных дыр. Следовательно, нет ограничений на массу, переходящую в энергию при столкновении микро-черных дыр, т. е. значительная часть массы может перейти в энергию. У вновь же образованной микро-черной дыры мощность излучения может быть значительно выше ($P \sim M_{BH}^{-2}$), чем у исходных, т. е. это способ управления энергетическими показателями черных дыр.

Энергия микро-черных дыр может приводить в движение плиты в мантии, вести к землетрясениям, но главное может служить точечным источником («горячей точкой»)²⁵⁾ энергии вулканов. Трудности в объяснении энергетики планет-гигантов, а в особенности, грандиозная вулканическая активность на Ио, требует поиска новых источников энергии²⁶⁾, которыми и могут явиться микро-черные дыры⁷⁾.

Связав источник энергии магматических камер вулканов с микро-черными дырами можно оценить поток нейтрино на земной поверхности, который оказывается довольно значительным и весьма уникальным: он состоит из потоков шести типов нейтрино, имеющих одинаковую мощность. Оценим его.

Мощность источника энергии вулкана можно определить из имеющихся оценок энергии, израсходованной на сооружение вулкана, и возраста вулкана. Так, для вулкана Ключевского эти величины равны соответственно²⁵⁾: $E_{vol} = 12 \cdot 10^{20} \text{ J}$ и $5 \cdot 10^3 \text{ лет} < t_{vol} < 8 \cdot 10^3 \text{ лет}$. Для нижнего предела на возраст имеем верхнюю оценку для мощности источника энергии $P_{vol} = 8 \cdot 10^9 \text{ J} \cdot \text{с}^{-1}$. Интегральная мощность излучения черной дыры складывается из суммы мощностей излучения различных частиц:

$$P_{BH} = P_g + P_\nu + P_\gamma + P_e = (k_g + k_\nu + k_\gamma + k_e) \cdot P_{BH}, \quad (21)$$

где $k_g = 0,009$; $k_\nu = 0,549$, $k_\gamma = 0,076$, $k_e = 0,366$.

Часть энергии от черной дыры уносится гравитонами и нейтрино. Только энергия гамма-излучения, релятивистских электронов и позитронов может быть источником энергии вулканов, что дает нижнюю оценку мощности черной дыры, которой и воспользуемся:

$$P_{vol} = (k_\gamma + k_e) \cdot P_{BH}. \quad (22)$$

С учетом (21) и (22) мощность излучения каждого типа нейтрино определится выражением

$$P_\nu = (k_\nu/6) (k_\gamma + k_e)^{-1} P_{vol}. \quad (23)$$

Если ввести некоторую эталонную черную дыру с $M_0 = 10^{15}$ г, то скорость излучения нейтрино (\dot{N}_ν) с энергией (E_ν) будет связана с другими параметрами черной дыры соотношениями:

$$(M_{BH}/M_0)^{-1} = (P_{BH}/P_0)^{1/2} = (T_{BH}/T_0) = (E_\nu/E_0) = (\dot{N}_\nu/\dot{N}_0), \quad (24)$$

где $M_0 = 10^{15}$ г, $T_0 = 2 \cdot 10^{11}$ К, $P_0 = 6,3 \cdot 10^9$ J · с⁻¹, $E_0 = 2,1 \cdot 10^{-12}$ J (13 МэВ), $\dot{N}_0 = 2,7 \cdot 10^{20}$ с⁻¹. Спектр нейтрино от черной дыры является непрерывным и в нем максимальное количество нейтрино обладает энергией E_0 .

Оценим параметры черной дыры, требуемые энергетикой Ключевского вулкана. Из (22) определим мощность излучения черной дыры:

$$P_{BH} = P_{vol} (k_\gamma + k_e)^{-1} \approx 18,1 \cdot 10^9 \text{ J} \cdot \text{с}^{-1}. \quad (25)$$

Из (24) и (25) определим массу черной дыры

$$M_{BH} = (P_{BH}/P_0)^{-1} M_0 \approx 0,59 \cdot 10^{15} \text{ г}. \quad (26)$$

Максимальная температура в магматическом очаге

$$T_{vol} < T_{BH} = (P_{BH}/P_0)^{1/2} T_0 \approx 3,4 \cdot 10^{11} \text{ К}.$$

От такой черной дыры нейтрино с энергией

$$E = (P_{BH}/P_0)^{1/2} E_0 \approx 3,6 \cdot 10^{-12} \text{ J (22,5 МэВ)} \quad (27)$$

будут излучаться со скоростью

$$\dot{N} = (P_{BH}/P_0)^{1/2} \dot{N}_0 \approx 4,6 \cdot 10^{20} \text{ с}^{-1}. \quad (28)$$

Энергия нейтрино от данной черной дыры близка к энергии борных нейтрино (для бора — $8 E = 14,06$ МэВ), для которых в хлор-аргонном эксперименте Р. Девиса по регистрации солнечного нейтрино сечение захвата с хлором (C^{37}) наиболее значительно²⁷⁾: $\sigma_{cl} = 1,35 \cdot 10^{-12}$ см². Ниже приводится оценка потока нейтрино от черных дыр на земной поверхности (R) и величину актов поглощения ($n_\nu = \sigma_{cl} \varphi$). Поток нейтрино от эталонной черной дыры на расстоянии $R_0 = 10^5$ см равен $\varphi_0 = 2,2 \cdot 10^9$ см⁻²с⁻¹, что на три порядка превосходит поток борных нейтрино от Солнца. С расстоянием этот поток убывает как:

$$\varphi = (P_{BH}/P_0)^{1/2} (R/R_0)^{-2} \varphi_0 \quad (29)$$

и при $R > 10^7$ см поток нейтрино от микро-черной дыры становится меньше потока борных нейтрино от Солнца, т. е. поток нейтрино значителен только

вблизи вулканов. Оценки глубины залегания магматических камер вулканов²⁵⁾ лежат от нескольких километров до ста километров.

Как видно из (29) поток нейтрино более чувствителен к расстоянию от черной дыры (R), чем к ее мощности ($P_{\text{вн}}$). Поэтому более вероятно зарегистрировать нейтрино не от вулканов, у которых наблюдались катастрофические извержения с громадным энерговыделением²⁵⁾ (Крокатау $E_{\text{vol}} \approx 10^{19}$ J, Санторин и Тамбора $E_{\text{vol}} \approx 10^{20}$ J), а от вулканов с неглубоким залеганием (4—5 километров) магматических камер²⁵⁾ (Муана-Кеа на Гавайских островах, Везувий и др.), на поверхности которых поток нейтрино может оказаться на два-три порядка больше, чем аналогичных солнечных нейтрино. У Ключевского вулкана магматическая камера залегает довольно глубоко.

5. Выводы

С использованием расширенных ПВМ теории относительности рассмотрены астрофизические приложения белых и серых дыр. Получены следующие основные выводы:

1) Белые и серые дыры могут проявляться в форме кратковременных всплесков гравитационного и электромагнитного излучения. Получены соотношения между максимальной частотой излучения антиколлпсара и его глобальными параметрами и горизонтами событий.

2) Реликтами серых и темносерых дыр могут быть черные дыры в различных космических телах (миллисекундные пульсары, гравитационные аномалии, планетный вулканизм и др.). Вычислена производная периода пульсара в зависимости от темпа аккреции материи нейтронной звезды на малую черную дыру в центре. Оценивается поток нейтрино на земной поверхности от микро-черной дыры, находящейся в магматической камере вулкана.

В заключение автор выражает благодарность проф. Пенроузу Р. (Penrose R.) за пояснения по вопросу белых дыр, проф. Павшичу М. (Pavšić M.) проф. Веберу Дж. (Weber J.) за высылку отписок своих работ и за одобрение данной направленности исследований; проф. Ефремову Ю. Н. за поддержку работ автора; Гурину В. С. за конструктивное обсуждение данной работы.

Литература

- 1) S. Weinberg, *Gravitation and Cosmology: Principles and Applications of the General Theory of Relativity*, John Wiley and Sons, New York, 1972;
- 2) S. Chandrasekhar, *The Mathematical Theory of Black Holes*, Oxford University Press, New York, 1983;
- 3) S. L. Shapiro and S. A. Teukolsky, *Black Holes, White Dwarfs, and Neutron Stars*, John Wiley & Sons, New York, 1983; R. D. Blandford and K. S. Thorne, in *General Relativity*, ed. S. W. Hawking and W. Israel, Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1979;
- 4) J. V. Narlikar, *Pramana* 2 (1974) 158; A. P. Trofimenko and V. S. Gurin, *Gen. Relat. and Gravit.* 18 (1986) 53;
- 5) Я. Б. Зельдович и И. Д. Новиков, *Теория тяготения и эволюция звезд*, Наука, Москва, 1971;

- 6) И. Д. Новиков, *Астрон. ж.* 41 (1964) 1075; Y. Ne'eman, *Astrophys. J.* 141 (1965) 1303;
- 7) А. П. Трофименко, *Принцип развития в астрофизике*. ИНИОН АН СССР № 2027, Москва, 1978; *Astrophys. and Space Sci.* 159 (1989) 301; *Rev. Roum. Phys.* 34 (1989) 533;
- 8) S. W. Hawking and C. F. R. Ellis, *The Large Scale Structure of Space-Time*, Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1973;
- 9) А. П. Трофименко and V. S. Gurin, *Rev. Roum. Phys.* 33 (1988) 1171; *Astrophys. and Space Sci.* 152 (1989) 105;
- 10) E. Recami, *Lett. Nuovo Cim.* 18 (1977) 501; M. Pavšić, *Lett. Nuovo Cim.* 30 (1981) 111; J. Strnad, *Fizika* 11 (1979) 105;
- 11) А. П. Трофименко, *Fizika* 18 (1986) 139; 20 (1988) 321;
- 12) N. Dadhich, *Pramana* 8 (1977) 14;
- 13) М. Ruderman, *Ann. N. Y. Acad. Sci.* 262 (1975) 164; Е. П. Мазец и С. В. Голенецкий, в книге: *Астрофизика и космическая физика*, Наука, Москва, 1982; И. Л. Розенталь, В. В. Усов и И. В. Эстулин, *УФН*, 140 (1983) 97;
- 14) J. V. Narlikar and K. M. V. Apparao, *Astrophys. and Space Sci.* 35 (1975) 321;
- 15) J. Weber, *Phys. Rev. Lett.* 18 (1968) 498; 22 (1969) 1320; 24 (1970) 276;
- 16) И. Бичак и В. Н. Руденко, *Гравитационные волны в ОТО и проблема их обнаружения*, Издательство Московского университета, Москва, 1987;
- 17) E. Amaldi, et al., *Europh. Lett.* 3 (1987) 1325; M. Aglietta et al., *Nuovo Cim. C.* 12 (1989) 75;
- 18) V. A. Ambartsumian, *Rev. Mex. Astron. y. Astrofiz.* 10 (1985) 111; В. А. Амбарцумян, *Вестник АН СССР* 11 (1957) 45;
- 19) S. W. Hawking, *Month. Notic. Roy. Astron. Soc.* 152 (1971) 75; D. D. Clayton, M. J. Newman and R. J. Talbot, *Astrophys. J.* 201 (1975) 489;
- 20) D. C. Backer et al., *Nature* 300 (1982) 615; A. S. Fruchter et al., *Nature* 333 (1988) 237; R. W. Romani et al., *Nature* 329 (1987) 309; F. Ferbunt et al., *Nature* 329 (1987) 312;
- 21) D. Lindley, *Nature* 337 (1989) 595; M. A. Alpar et al., *Nature* 338 (1989) 295; M. Salvati et al., *Nature* 338 (1989) 23;
- 22) A. S. Wolszczan et al., *Nature* 337 (1989) 53;
- 23) F. Dyson, *Neutron Stars and Pulsars*, Accademia Nazionale dei Lincei, Roma, 1971;
- 24) K. S. Thorne et al., in *Black, Holes: The Membrane Paradigm*, Yale Univ. Press, New Haven and London, 1986;
- 25) H. Rast, *Vulkane und Vulkanismus*, BSB B. G. Teubner Verlagsgesellschaft, Leipzig, 1980; G. A. Macdonald, *Volcanoes*, Prentice-Hall, New-Jersey, 1972; P. V. Sharma, *Geophysical Methods in Geology*, Elsevier Science, New York, 1986;
- 26) W. B. Hubbard, *Planetary Interiors*, Van Nostrand Reinhold Com. 1984;
- 27) K. R. Lang, *Astrophysical Formulae*, Springer-Verlag, Berlin, 1974.

FIZIKALNI MODELI BIJELIH I SIVIH RUPA I NJIHOVA PRIMJENA
U ASTROFIZICI

ALEKSANDER P. TROFIMENKO

*Astronomical Section of Minsk Department of Astronomical-Geodesical Society of the USSR,
Minsk-12, Abonent Box No. 7, 220012, USSR*

UDK 530.12

Originalni znanstveni rad

Na osnovu proširenih mnogostrukosti opće teorije relativnosti razmotrene su primjene bijelih i sivih rupa. Razlikuju se četiri tipa antikolapsa: kanonske bijele i sive rupe, lake- i tamno-sive rupe. Antikolapsi tih tipova su slični, ali su ostaci bitno različiti. Bijele i sive rupe mogu se manifestirati u obliku provale gravitacionog i elektromagnetskog zračenja. Kvazari i kozmičke šupljine mogu se povezati s ostacima bijelih i svjetlo-sivih rupa, a crne rupe s ostacima sivih i tamno-sivih rupa. Razmatrane su moguće manifestacije malih crnih rupa u svemirskim tijelima (milisekundni pulsari, planeti, i t. d.). Procijenjen je tok neutrina iz mikro-crne rupe.