

## НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ОСОБЕННОСТИ Д-ТЕЛ (БЕЛЫХ ДЫР)

А.П. ТРОФИМЕНКО

В расширенном пространственно-временном многообразии Керра - Ньюмена рассматриваются антиколлапсирующие объекты, которые обладают основными свойствами Д-тел. Определены спектральные особенности излучения этих объектов на начальной стадии антиколлапса, что дает характерные наблюдательные проявления Д-тел (ультрабольшое синее смещение) на момент их перехода в активную фазу эволюции. Найдена зависимость синего смещения от горизонтов событий, даны в явном виде выражения для максимального синего смещения через глобальные параметры белых и серых дыр. Предложена идея антиколлапсаров для объяснения природы пустот и космических гамма-всплесков.

## OBSERVATIONAL FEATURES D-BODIES (WHITE HOLES)

A.P.Trofimenko

In extended Kerr-Newman space-time manifold anticollapsing objects, which have main properties of D-bodies, are considered. Spectral features of radiation from these objects at the initial step of anticollapse are determined, that gives the specific observational developments of D-bodies (ultra-high blue shift) at the moment of their transformation to the active phase of the evolution. The dependence of the blue shift on event horizons is found out, and expressions for the maximal blue shift are given through global parameters of white and grey holes. Models of anticollapsars for explanation of nature of voids and cosmic gamma-bursts are proposed.

I. Введение. Расширение эмпирического базиса наблюдательной астрономии, связанное с превращением астрономии из оптической во всеволновую, привело к открытию множества нестационарных явлений во Вселенной, которые были предсказаны В.А. Амбарцумяном еще на заре неоптической астрономии [1]. Фундаментальный вывод из бюраканской космогонической концепции о закономерном характере нестационарных, взрывных процессов оказался эвристически богатым и получил широкое признание [2].

Этим самым была поставлена задача создания теории сверхплотных тел (Д-тел), взрыв и рассеяние которых приводят, согласно бюраканской концепции, к образованию космических объектов и наблюдаемых явлений нестационарности. Эта проблема оказалась весьма многообещающей и к ее решению обратились не только сами сторонники новой космогонии [3], но и другие исследователи [4]. Не исключено, что решение этой задачи выходит за рамки современной физики [1,3], но в любом случае теоретические разработки в этом направлении представляют интерес как возможные подступы к будущему решению этой проблемы. Одна из таких возможностей связана с расширенными пространственно-временными многообразиями (РПВМ) общей теории относительности (ОТО).

Наиболее известным приложением ОТО к астрофизике является точное решение Керра - Ньюмена, которое в равной степени описывает не только черные дыры, но и их антиподы - белые дыры (релятивистские, антиколлапсирующие из-под горизонта событий объекты) [5]. Эти тела относятся к более широкому классу теоретических объектов, обладающих горизонтами событий, - отонам [6]. Было давно отмечено, что наряду с коллапсирующими областями в пространственно-временных многообразиях (ПВМ) должны существовать и антиколлапсирующие как в шварцшильдовском ПВМ [7], так и в многолистных [8].

И.Д.Новиковым [9], а позже Неemanом (Ne'eman) [10] была предпринята попытка на основе шварцшильдовской метрики ввести в астрофизику антиколлапсирующие отоны как задержавшиеся в общекосмологическом

расширении области" ("задержавшиеся ядра"), размеры которых  $R < R_q$ . Причем сразу было отмечено, что "задержавшиеся ядра" являются физической конкретизацией идеи Д-тел В.А. Амбарцумяна и могут иметь приложения к квазарам [9,10,11]. Эта попытка наряду с первоначальными трудностями (непонятна как причина задержки, так и природа последующего расширения) встретила и с другими проблемами: катастрофическая аккреция [12], квантовое рождение частиц [13], проблема "фиолетового слоя" [14], возможная необратимость времени в квантовой гравитации [15].

Несмотря на это, теория белых дыр получила определенное развитие [5,9-16, 17,18]. При этом авторы в обоснование своих теоретических изысканий ссылаются на идею Д-тел и на большую привлекательность модели антиколлапсаров для астрофизики высоких энергий [18]. Более продуктивными являются модели релятивистских антиколлапсирующих объектов в расширенных, многолистных ПВМ [8], так как у них снимается часть трудностей, присущих модели "задержавшихся ядер", и расширяется круг возможных астрофизических приложений [19].

2. Антиколлапсирующие объекты в расширенном пространстве-времени Керра - Ньюмена. Теоретической основой построения моделей антиколлапсирующих объектов является метрика Керра - Ньюмена. В сплюснутых квазисфероидальных координатах Бойера - Линдквиста она записывается в следующей форме (здесь и далее, где особо не оговаривается, используются геометризованные единицы, в которых  $c = G = 1$ ):

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

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

$$\rho^2 = r^2 + a^2 \cos^2 \theta, \quad (1o)$$

где  $M$  — полная масса тона,  $Q$  — заряд,  $a$  — угловой момент вращения на единицу массы,  $\Delta$  — горизонтальная функция.

В случае  $M \neq 0$ ,  $a \neq 0$ ,  $Q = 0$  (1а) переходит в выражение

$$\Delta' = r^2 - 2Mr + a^2. \quad (1в)$$

Выражение (1) с учетом (1б) и (1в) дает метрику Керра, т.е. заряд в данном случае не меняет качественной структуры ПВМ, а вносит лишь количественную поправку.

Для двухмерного случая вдоль оси симметрии ( $\theta = 0$ ,  $\varphi = \pi/2$ ) из (1) получаем

$$ds^2 = -f dt^2 + f^{-1} dr^2, \quad (2)$$

$$f = f(r) = g_{\infty} = g_{rr}^{-1} = \Delta/\rho^2 = 1 - (2Mr - Q^2)(r^2 + a^2)^{-1}. \quad (2а)$$

Для керровской метрики

$$f = \Delta'/\rho^2 = 1 - 2Mr(r^2 + a^2)^{-1}. \quad (2б)$$

При  $a = 0$  из (1) получаем метрику Рейсснера — Нордстрема:

$$ds^2 = -f dt^2 + f^{-1} dr^2 + r^2 d\underline{\varrho}^2, \quad (3)$$

где  $d\underline{\varrho}^2 = \sin^2 \theta d\varphi^2 + d\theta^2$ ,

$$f = g_{\infty} = g_{rr}^{-1} = 1 - 2M/r + Q^2/r^2. \quad (3а)$$

Для двухмерного случая  $\theta = 0$ ,  $\varphi = \text{const.}$  (3) аналогична (2). И наконец, в простейшем случае ( $M \neq 0$ ,  $Q = 0$ ,  $a = 0$ ) имеем метрику Шварцшильда:

$$ds^2 = -f dt^2 + f^{-1} dr^2 + r^2 d\underline{\Omega}^2, \quad (4)$$

$$f = 1 - 2M/r.$$

Двухмерный случай (4) опять совпадает с (2). Метрики (2), (3), (4), являются частными случаями (1) и поэтому это совпадение следовало ожидать. Заметим, однако, что (2) является общим выражением и для других метрик в двухмерном случае: де Ситтера ( $f = 1 - kr^2$ ), Коттлера

(  $f = 1 - 2M/r - kr^2$  ), ускоренного наблюдателя (  $f = 1 - A^2 r^2$  ).

Особенность этих метрик в двумерном случае заключается в совпадении поверхностей бесконечного смещения (  $g_{\infty} = 0$  ) и горизонтов событий (  $g_{rr} = \infty$  ), которые разделяют ПВМ на различные области. В общем случае для метрики Керра - Ньюмена имеется несколько несовпадающих псевдосингулярных поверхностей. Поверхности горизонта событий для метрики ( 1 ) определяются выражением

$$R_{\pm} = M \pm (M^2 - Q^2 - a^2)^{1/2}. \quad (5)$$

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

Поверхности бесконечного смещения определяются следующим образом:

$$r_{\pm} = M \pm (M^2 - Q^2 - a^2 \cos^2 \theta)^{1/2}. \quad (6)$$

Поверхность, определяемая  $r_+$ , называется поверхностью бесконечного красного смещения, а  $r_-$  - поверхностью бесконечного фиолетового смещения. Область ПВМ, заключенная между поверхностями  $R_+$  и  $r_+$ , называется эргосферой. Псевдосингулярные поверхности делают нетривиальной структуру ПВМ [ 7,8,19 ]. 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 (5) и (6) следует:  $r_+ = R_+, r_- = R_-$ , т.е. поверхности горизонтов событий совпадают с соответствующими поверхностями бесконечного смещения. Таким образом, условие  $a = 0$  обедняет структуру ПВМ: остаются лишь две особые поверхности, объединяющие свойства горизонтов и поверхностей бесконечного смещения. Это совпадение для керр - ньюменовского отона имеет место только на оси симметрии (  $\theta = 0, \phi = \pi/2$  ).

Наконец, для шварцшильдовского отона имеется одна псевдосингулярная поверхность  $r_+ = R_+ = R_g = 2M$ .  $R_g$  - гравитационный радиус, который в обычных единицах имеет следующее значение:

$$R_g = \frac{2GM}{c^2} \cdot \quad (7)$$

Вторая особенная поверхность ( $r_- = R_- = 0$ ) совпадает с точкой истинной сингулярности. И вот эта, самая простая, имеющая наиболее бедную структуру ПВМ, метрика Шварцшильда и была использована для построения первой модели белых дыр, как "задержавшихся ядер" [9,10]. Поэтому не удивительно, что эта модель, абстрагирующаяся от такого универсального свойства реальных астрофизических объектов, как вращение, встретила ряд теоретических трудностей.

Рассмотрим диаграмму Пенроуза для шварцшильдовского ПВМ с учетом качественных особенностей различных областей —  $M(\dots)$ , которым соответствуют различные системы отсчета [20]. Качественное различие  $M(\dots)$  по какому-либо параметру —  $P(M)$  вводится числом особых поверхностей (горизонтов событий, световых барьеров), отделяющих рассматриваемую  $M(\dots)$  от исходной  $M(0)$ , следующим образом:

$$P(M) = i^N, \quad (8)$$

где  $N$  — общее число горизонтов событий и световых барьеров.

В случае шварцшильдовского ПВМ различные  $M(\dots)$  через параметр  $P(M)$  (см. рис. 1) в соответствии с (13) будут выражаться следующим образом:

$$\begin{aligned} M(+)-I(i^0 = +1); \quad M(i)-II(i^1 = i); \\ M(-)-III(i^2 = -1); \quad M(-i)-IV(i^3 = -i). \end{aligned}$$

Область  $IU(-i)$ , находящаяся за горизонтом бесконечного прошлого ( $r = R_g, t = -\infty$ ), является антиколлапсирующей и соответствует белой дыре, модель которой в дальнейшем встретила ряд трудностей [5, 10-15]. Эти трудности снимаются в альтернативной модели белой дыры в керровском РПВМ.

Рассмотрим диаграмму Пенроуза для расширенного вдоль оси симмет-

рии керровского ПВМ [8] (рис. 2), что может дать качественное представление о глобальной структуре РПВМ в общем случае, анализ которого технически сложен. В соответствии с (8) и особенностями диаграммы (наличие областей с кольцевой сингулярностью) можно выделить следующие шесть различных  $M()$ , являющихся элементами полного керровского ПВМ.

1.  $M(+)$  - исходная область, с которой начинается построение РПВМ.  $N = 0$ ,  $P(M) = (i)^0 = +1$ .
2.  $M(i)$  - область между внешним ( $R_+$ ) и внутренним ( $R_-$ ) горизонтами событий черной дыры.  $N = 1$ ,  $P(M) = (i)^1 = i$ .
3.  $M(-)$  - область, противоположная  $M(+)$ , движение в которую возможно лишь по пространственноподобным геодезическим.  $N = 2$ ,  $P(M) = (i)^2 = -1$ .
4.  $M(--)$  - отрицательная область с левосторонней кольцевой сингулярностью.  $N = 2$ ,  $P(M) = (i)^2 = -1$ .
5.  $M(-.)$  - отрицательная область с правосторонней кольцевой сингулярностью.  $N = 2$ ,  $P(M) = (i)^2 = -1$ .
6.  $M(-i)$  - область между внешним ( $R_+$ ) и внутренним ( $R_-$ ) горизонтами событий белой дыры.  $N = 3$ ,  $P(M) = (i)^3 = -i$ .

Из этих шести элементов на диаграмме Пенроуза можно составить трафаретный рисунок. Исходный трафарет можно выбрать произвольно, а любой трафаретный блок элементов многообразия можно обозначить следующим образом:

$$M^k_{(+, i, --, --, -, -i)} \quad \text{или сокращенно } M^k_{( )}$$

$k$  - номер трафарета.

Теперь произвольный элемент керровского многообразия можно обозначить общим символом:  $M^k_{(P)}$ .

Так как  $k$  неограниченно, то и областей типа  $M(+)$  может быть

неограниченно много. Каждая такая область может представлять собой самостоятельный мир, подобный нашей Метагалактике [19]. При этом РПВМ вкладывается в пространство-время более высокой размерности [21].

Антиколлапсирующие объекты в подобных РПВМ образуются в результате релятивистского процесса коллапс-антиколлапс из материи черных дыр, которая "перетекает" (см. рис. 2) через кротовые норы из одной  $(M_+^1, M_-^1)$  области РПВМ (отонного мира) в другую  $(M_-^2, M_+^2)$ . Причина перехода коллапса в антиколлапс у керровского отона заключается в наличие вращения, которое на определенной стадии сжатия отона, а именно, в области  $(M_-^1)$  при  $R = R_0 = a^2 / c^2 R_0$  переводит его в расширение. Таким образом, отонная модель белых дыр не требует для обоснования процесса коллапс-антиколлапс специального введения отрицательного С-поля [18]: его роль играет вращение ( $a = L/M$ ). Итак, в концепции белых дыр нужно перейти от шварцшильдовского ПВМ к керровскому РПВМ, которое естественным образом объясняет природу расширения и ведет к представлению о нетривиальности структуры РПВМ, о множественности миров.

Белая дыра является теоретическим конструктом, подобным Д-телам на их активной стадии эволюции: она представляет собой компактный, сверхплотный (плотность формально может быть даже бесконечной) объект, который стремительно расширяется и выделяет громадное количество энергии. Таким образом, черная дыра (области  $-M_+^1, M_-^1$ ) связана с пассивным этапом в жизни Д-тела (отона), на котором происходит аккумуляция энергии и вещества, рассеянных в исходном пространстве; белая дыра - с активным (области  $M_-^2, M_+^2$ ), на котором материя отона, обогащенная энергией, стремительно расширяется (фрагментируется).

Модель отонной белой дыры позволяет снять некоторые трудности, связанные с идеей "задержавшихся ядер". Отонная белая дыра не имеет времени задержки, она антиколлапсирует сразу с момента своего появления в конкретном отонном мире, т.е. изначально в  $M_+^2$  отсутствует



стационарное гравитационное поле, в котором возможны эффекты "фиолетового слоя" и квантового рождения частиц, ведущих к самозамыканию.

Как рассматриваемой модели, так и всем другим мыслимым моделям Д-тел в силу расширения присуще доплеровское смещение частоты, ведущее к спектральным особенностям антиколлапсирующих объектов.

3. Спектральные особенности антиколлапсирующих объектов. Белые дыры в наблюдательном отношении радикально отличаются от черных, так как они проявляют себя непосредственно – белые дыры видны для внешнего наблюдателя: излучение идет прямо с их поверхности.

Более того, белые дыры должны быть довольно яркими объектами, т.к. излучение, идущее от их поверхности может иметь неограниченно большое синее смещение [9-11], которое, правда проявляется весьма короткое время. Спектральные особенности излучения от антиколлапсара в наиболее общем случае керр – ньюменовской белой дыры рассматривались в работе Дадхиха ( Dadhich ) [22]. Были получены следующие соотношения между  $\underline{V}_0$  – частотой светового сигнала, испущенного радиально от поверхности белой дыры, и  $\underline{V}$  – частотой светового сигнала, принятого удаленным наблюдателем.

1) Рейсснер – нордстремовский антиколлапсар:

$$\frac{\underline{V}}{\underline{V}_0} = (\underline{\psi}_b)^{1/2} \pm (\underline{\psi}_b - \underline{\psi})^{1/2}, \quad (9)$$

$$\underline{\psi} = f(r) = \underline{\epsilon}_\infty = 1 - 2GM/c^2R + GQ/c^4R^2, \quad (9a)$$

$\underline{\psi}_b$  – значение  $\underline{\epsilon}_\infty$  в  $R_b$  – точке максимального расширения ( $dR / dt = 0$ ). Здесь и далее знак (+) соответствует белой дыре, знак (-) – черной дыре.

2) Керр – ньюменовский антиколлапсар в экваториальной плоскости

$$\frac{\underline{V}}{\underline{V}_0} = \left( \frac{\underline{\Delta}_b - a^2}{R_b^2} \right)^{1/2} \pm \left( \frac{\underline{\Delta}_b - a^2}{R_b^2} - \frac{\underline{\Delta} - a^2}{r^2} \right)^{1/2}. \quad (10)$$

Легко видеть, что (9) и (10) совпадают, т.к.  $\frac{\Delta - a^2}{r^2} = \frac{r^2 - 2Mr - Q^2}{r^2}$ .

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

$$\frac{v}{v_0} = \left( \frac{\Delta_b}{\rho_b^2} \right)^{1/2} \pm \left( \frac{\Delta_b}{\rho_b^2} - \frac{\Delta}{\rho^2} \right)^{1/2}, \quad (11)$$

где  $\epsilon_{\infty} = \Delta/\rho^2$ .

Эти три случая можно представить в общем виде

$$\frac{v}{v_0} = (f_b)^{1/2} \pm (f_b - f)^{1/2}. \quad (12)$$

где  $f = f(r) = \epsilon_{\infty}$  - метрический коэффициент при временной координате в соответствующей метрике,  $f_b = \epsilon_{\infty} (r = R_b)$ .

Выражения (9)-(10) 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 (12) в виде:

$$\frac{v}{v_0} = \left[ \frac{(R_b - R_+)(R_b - R_-)}{\rho_b^2} \right]^{1/2} \pm \left[ \frac{(R_b - R_+)(R_b - R_-)}{\rho_b^2} - \frac{(r - R_+)(r - R_-)}{\rho^2} \right]^{1/2}. \quad (13)$$

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

I) 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 (12) и (13) имеем:

$$\frac{v}{v_0} = 1 \pm (1 - f)^{1/2} = 1 \pm \left[ 1 - \frac{(r - R_+)(r - R_-)}{\rho^2} \right]^{1/2}. \quad (14)$$

$$f = 1 \quad \text{при} \quad R_0 = \frac{R_+ R_- - a^2/c^2}{R_g}$$

( $R_0$  - точка, в которой начинается расширение),  $\sqrt{\quad}$  действительна для всех  $r \gg \frac{R_+ R_- - a^2/c^2}{R_g}$ .

Взрыв канонической белой дыры может объяснить пустоты во вселенной [19].

2) Идеальная (каноническая) серая дыра соответствует условию  $R_b = R_+$ . Для канонической серой дыры из (12) и (13) имеем:

$$\frac{\sqrt{\quad}}{\sqrt{0}} = \pm(-f)^{1/2} = \pm \left[ - \frac{(r-R_+)(r-R_-)}{\rho^2} \right]^{1/2} \quad (15)$$

$\sqrt{\quad}$  действительна на протяжении всего антиколласа:  $R_0 = R_+ \leq r \leq R_+ = R_b$ . Особенный характер канонических серых дыр в том, что они устойчивы для осцилляций. Светлосерая дыра ( $R_+ < R_b < \infty$ ) должна фрагментироваться на местных неоднородностях. Что касается керровского тона, то для него еще трудней представить осцилляции при  $R_b > R_+$ , т.к. само гравитационное поле является фактором, разрушающим начальную структуру. Темносерые дыры локализованы в области  $M_{-i}^k$  и могут аккумулировать энергию до уровня канонической серой дыры.

3) Условию  $R_+ < R_b < \infty$  соответствует надгоризонтальная светлосерая дыра, супергоризонтальный антиколласар:  $0 < f_b < 1$  при  $f_b > f$   $\sqrt{\quad}$  действительно.  $R_0 < R_- < R_+ < R_b$

4) Условию  $R_b < R_+$  соответствует подгоризонтальная темносерая дыра, субгоризонтальный антиколласар. Для  $\sqrt{\quad}$  имеется постоянная мнимая составляющая, т.к.  $f_b < 0$ . Действительная составляющая  $(f_b - f)^{1/2}$  для  $f_b > f$  может быть как угодно большей при  $Q \rightarrow 0$  или  $a \rightarrow 0$ , а время проявления как угодно малым.  $R_- < R_0 < R_b < R_+$ .

Темносерая дыра в отличие от светлосерой, которая пересекает горизонты и проходит различные области РИВМ -  $M_{(+)}^1$ ,  $M_{(i)}^1$ ,  $M_{(-)}^1$ ,  $M_{(-i)}^2$ ,  $M_{(+)}^2$  ... осциллирует в области  $M_{(-i)}^k$ , пока не станет канонической серой дырой, достигнув горизонта событий.

Из сказанного выше и выражения (13) ясно, что особенный характер горизонтов проявляется для антиколласаров не для точки, из ко-

торой идет излучение, а для  $R_b$ , т.е. для параметра, характеризующего максимальное расширение антиколлпсара. Найдем связь горизонта с другими параметрами отона.

Представим (9) в другом виде, введя величину, аналогичную классическому радиусу:  $R_c = Q^2/Mc^2$ , и используя (7):

$$f = \varepsilon_{\infty} = \frac{\Delta}{r^2} = 1 - \frac{R_g}{r} + \frac{R_g R_c}{2r^2}. \quad (16)$$

Условие  $\Delta = 0$  определяет горизонты, для которых из (16) получаем:

$$R_{\pm} = \frac{R_g}{2} \pm \left[ \frac{R_g}{2} \left( \frac{R_g}{2} - R_c \right) \right]^{1/2}. \quad (17)$$

Из теоремы Виета следует:

$$R_+ + R_- = R_g; \quad R_+ \cdot R_- = \frac{R_g R_c}{2}. \quad (18)$$

Выражения (18) дают

$$R_c = 2R_+ R_- (R_+ + R_-)^{-1}, \quad (19)$$

т.е.  $R_c$  — является средним гармоническим  $R_+$  и  $R_-$ . Более того, из выражения для минимального радиуса  $R_o$  [22]:

$$R_o = R_c \left( 2 - \frac{R_c}{R_b} \right)^{-1} \quad (20)$$

следует, что  $R_c = 2R_b R_o (R_b + R_o)^{-1}$ , т.е.  $R_c$  является средним гармоническим  $R_b$  и  $R_o$ .

Введя для керровского отона ( $\theta = 0$ ) соотношение:  $(R_g R_a / 2) = a^2 / c^2$ , можно получить формулы, аналогичные (17)–(19). Учитывая соотношения  $R_m = \pm \frac{a}{c}$  и  $R_o = a^2 / c^2 R_b$ , можно написать следующую цепочку равенств:

$$(a^2 / c^2) = R_m^2 = R_o R_b = (R_g R_a / 2) = R_+ R_- . \quad (21)$$

Из (21) видно, что точка  $R_m$  (точка максимального синего смещения) есть среднее геометрическое  $R_+$  и  $R_-$ , а также  $R_b$  и  $R_o$ . Из (18)–

(21) следует  $R_0 < R_+ < R_g$ , т.е. исходные размеры антиколлпсара всегда меньше  $R_g$ , а при  $R_m \ll R_g$   $R_0 \ll R_g$ .

С учетом (9)-(21) для четырех типов антиколлпсаров дадим явные выражения  $\underline{v}$  для точек:  $R_0, R_-, R_m, R_+, R_b$ .

1. Для заряженной и вращающейся (рассматривается лишь случай  $\theta = 0$ ) канонической белой дыры ( $R_b = \infty$ ) в соответствующих точках имеем одинаковые значения:

$$а) \quad r = R_+, \quad r = R_-, \quad \underline{v} = 2\underline{v}_0, \quad (22)$$

$$б) \quad R = R_m, \quad \underline{v}_{\max} = \underline{v}_0 \left[ 1 + (R_g/2R_m)^{1/2} \right], \quad (23)$$

$$в) \quad R_0, R_b, \quad \underline{v}_{\min} = \underline{v}_0. \quad (24)$$

Как видно из (22)-(24) и рис. 3, каноническая белая дыра излучает с синим смещением на протяжении всего процесса расширения (кроме точек  $R_0$  и  $R_b$ , где  $\underline{v} = \underline{v}_0$ ). При стремлении  $R_m \rightarrow 0$  на графике (рис. 3) будет более крутой подъем и спуск. При переходе к шварцшильдовскому случаю  $R_m = (a^2/c^2) \rightarrow 0$  или  $R_m = (Q^2/Mc^2) \rightarrow 0$  выражение (23) дает  $\underline{v}_{\max} = \infty$ , а график принимает вид (см. рис. 4).

2. Как для заряженной, так и для вращающейся канонической серой дыры из условия  $r = R_b = R_+$  следует  $r = R_0 = R_-$ . В этих точках имеем бесконечное красное смещение  $\underline{v} = 0$ . Выражение для  $\underline{v}_{\max}$  имеет следующий вид

$$\underline{v}_{\max} = \underline{v}_0 \left( \frac{R_g}{2R_m} - 1 \right)^{1/2}. \quad (25)$$

Значение  $R_m$  для заряженной серой дыры определяется (19), для вращающейся - (21).

При  $R_m > R_g/4$  на протяжении всего процесса антиколлпса ( $R_- \leq r \leq R_+$ ) имеет место красное смещение. При  $R_m < R_g/4$  имеет место также и синее смещение, наблюдаемое из области:

$$\frac{R_g}{4} \left\{ 1 - \left[ 1 - (R_m/R_g)^2 \right]^{1/2} \right\} < r < \frac{R_g}{4} \left\{ 1 + \left[ 1 - (R_m/R_g)^2 \right]^{1/2} \right\}. \quad (26)$$

Причем за это время антиколлапсар расширяется на величину

$$r_c = \frac{R_g}{2} \left[ 1 - (R_m/R_g)^2 \right]^{1/2}. \quad (27)$$

Введя соотношение

$$k = \frac{V_{\max}}{V_0} = \left[ (R_g/2R_m) - 1 \right]^{1/2}, \quad (28)$$

можем построить графики для  $k = 1$ ,  $k = 2$ ,  $k = 3$ ,  $k = 7$  (рис. 5) и  $k = \infty$  - шварцшильдовский случай (рис. 6).

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 - 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. Естественным образом канонические серые дыры могут объяснить всплески космического гамма-излучения [19].

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

Очевидно, имеет место соотношение  $t_n < t_c < t_{\text{плато}}$ , а при  $R_m \ll \ll R_g$   $t_n \ll t_c \ll t_{\text{плато}}$ , т.е. время всплеска  $t_{\text{всплеска}} \ll R_g/c$ . Между максимальными частотами во всплеске ( $V_m$ ) и на "плато" ( $V_0$ ) имеет место соотношение

$$\frac{V_m}{V_0} = \left[ (R_g/2R_m) - 1 \right]^{1/2} \approx \frac{t_{\text{всплеска}}}{t_{\text{плато}}}. \quad (29)$$

Так, это соотношение для мягкого гамма-излучения и видимого света дает  $\frac{V_m}{V_0} = 10^6 = \frac{t_{\text{всплеска}}}{t_{\text{плато}}}$ . Таким образом, при вспышке

серой дыры вслед за мощным кратковременным всплеском следует ожидать сравнительно длинный "хвост" более мягкого излучения. Если всплеск мягкого гамма-излучения длится порядка 10 секунд, то излучение на "плато" видимого света и его окружения (ультрафиолетового и инфракрасного излучения) будет длиться в течение года со все уменьшающейся частотой.

Для шварцшильдовской (или для керровской в экваториальной плоскости) серой дыры за конечное время имеет место переход от бесконечно большого синего к бесконечно малому красному смещению частоты излучения. Причем, время проявления даже массивных серых дыр незначительно по космическим масштабам. Так время проявления серой дыры с массой галактики порядка  $10^6$  с, т.е. меньше месяца, а сам же всплеск длится еще меньше.

Для светло (темно) серой дыры в точках  $R_+$ ,  $R_-$ ,  $R_b$ ,  $R_m$  имеем

а)  $r = R_+$ ,  $r = R_-$ .

$$\underline{V}_{\pm} = \underline{V}_0 \cdot 2 \left[ (R_b - R_+)(R_b - R_-)(R_b^2 + R_m^2)^{-1} \right]^{1/2}, \quad (30)$$

при  $Q = 0$ ,  $a \neq 0$

$$\underline{V}_{\pm} = \underline{V}_0 \cdot 2 \left[ 1 - R_g(R_b + R_0)^{-1} \right]^{1/2}. \quad (30 \text{ а})$$

Для светлосерой  $\underline{V}_{\pm}$  действительно, для темносерой — мнимо.

б)  $r = R_b$

$$\underline{V}_b = \underline{V}_0 \left[ (R_b - R_+)(R_b - R_-)(R_b^2 + R_m^2)^{-1} \right]^{1/2}, \quad (31)$$

при  $Q = 0$ ,  $a \neq 0$ .

$$\underline{V}_b = \underline{V}_0 \left[ 1 - R_g(R_b + R_0)^{-1} \right]^{1/2}. \quad (32 \text{ а})$$

Для светлосерой  $\underline{V}_b$  действительно, для темносерой — мнимо.

в)  $r = R_m$

$$\underline{V}_m = \underline{V}_0 \left[ (f_b)^{1/2} + (f_b - f_m)^{1/2} \right]. \quad (33)$$

при  $Q = 0$ ,  $a \neq 0$

$$\frac{v_m}{v_0} = \left(1 - \frac{R_g}{R_b + R_0}\right)^{1/2} + \left(\frac{R_g}{2R_m} - \frac{R_g}{R_b + R_0}\right)^{1/2} \quad (33 \text{ a})$$

Для светлосерой  $v_m$  действительно. Для темносерой керровской серой дыры в силу неравенства  $2R_m \leq R_b + R_0$  для  $v_m$  имеется действительная составляющая.

Заметим, что, хотя вращение и заряд ослабляют синее смещение [22], оно может быть и в этих случаях достаточно большим. Приведем явные выражения для  $v_{\max}$  через глобальные параметры.

Белая дыра:

$$1) \underline{q} \neq 0, \underline{a} = 0. \quad 2) \underline{q} = 0, \underline{a} \neq 0, \underline{\theta} = 0.$$

$$v_{\max} = v_0 \left[1 + \frac{M(G)^{1/2}}{Q}\right]. \quad v_{\max} = v_0 \left[1 + (GM/ca)^{1/2}\right]. \quad (34)$$

Серая дыра:

$$1) \underline{q} \neq 0, \underline{a} = 0. \quad 2) \underline{q} = 0, \underline{a} \neq 0, \underline{\theta} = 0.$$

$$v_{\max} = v_0 \left[(M^2 G/Q^2) - 1\right]^{1/2}. \quad v_{\max} = v_0 \left[(GM/ca) - 1\right]^{1/2}. \quad (35)$$

Из выражений (34)–(35) видно, что чем больше масса и меньше заряд (вращение), тем больше максимальное синее смещение излучения, идущего от антиколлапсара. Итак, чем сильнее действие гравитации, тем больше синее смещение. Таким образом, хотя заряд и вращение и ослабляют синее смещение, но при  $M(G)^{1/2} \gg Q$  и  $GM \gg ca$   $v_{\max} \gg v_0$ , т.е. оно может быть достаточно большим. Переходя к шварцшильдовскому случаю ( $\underline{q} = 0, \underline{a} = 0$ ), получаем  $v_{\max} = \infty$ , что совпадает с керровским антиколлапсаром в экваториальной плоскости. Таким образом, антиколлапсары дают широкий спектр возможностей для моделирования феноменов астрофизики высоких энергий.

Мы не будем здесь обсуждать всех возможных астрофизических приложений моделей антиколлапсирующих и осциллирующих отонов, но заметим,



что им естественным образом присущи основные свойства, предъявляемые к Д-телам [1,2]: взрывной характер, локализация в малых пространственных областях, скоротечность, громадные энерговыделения, возможность повторных взрывов и всплесков излучения. Заметим, что кроме отмеченных астрофизических приложений белые и серые дыры могут иметь и чисто физические (например, продукция тахионов и античастиц [23]). Детальный анализ астрофизических приложений белых и серых дыр в РПВМ автор полагает провести в последующих работах.

В заключение автор выражает благодарность проф. Пенроузу Р. (Penrose R.) и проф. Нарликару Дж. (Narlikar J.) за пояснения по вопросу белых дыр, проф. Павшичу М. (Pavšič M.) и проф. Реками Э. (Recami E.) за высылку отгисков своих работ и за одобрение данной направленности исследований; проф. Идлису Г.М. за поддержку работ автора; Гурину В.С. и других участников семинара по релятивистской астрофизике за конструктивное обсуждение данной работы.

Астрономическая секция  
Минского отделения ВАГО

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В.А.Амбарцумян, Вестник АН СССР, 11, 45, 1957; ДАН Арм. ССР, 26, 73, 1958; V.A.Ambartsumian, Rev. Mex. Astron. y Astrofis., 10, 111, 1985.
2. Вопросы физики и эволюции космоса, Изд-во АН Арм. ССР, Ереван, 1978; Л.В.Мирзоян, в кн. "Проблемы современной космогонии", Наука, Москва, 1972.
3. Г.С.Саакян, Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс, Наука, Москва, 1972; Пространство-время и гравитация, Изд-во Ереванского университета, Ереван, 1985.
4. Э.Б.Глинер, ДАН АН СССР, 19, 771, 1970; В.Г.Писаренко препр. Киев, Ин-т геофиз. АН УССР, 1982; Н.Ј.Тредер, Ann. Phys., 41, 208, 1984; P.Jordan, Phys. Bl., 28, 113, 1972.
5. А.Р.Трофименко, V.S.Gurin, Gen. Relat. and Gravit., 18, 53, 1986.
6. Я.Б.Зельдович, И.Д.Новиков, Теория тяготения и эволюция звезд, Наука, Москва, 1971.
7. G.Lemaitre, Ann. Soc. Sci. Bruxelles, A53, 51, 1933; J.L.Synge, Proc. Roy. Irish Acad., A53, 83, 1950; D.Finkelstein, Phys. Rev., 110, 965, 1958; M.D.Kruskal, Phys. Rev., 119, 1743, 1960.
8. J.C.Graves, D.R.Brill, Phys. Rev., 120, 1507, 1960; B.Carter, Phys. Rev., 141, 1242, 1966; R.H.Boyer, R.W.Lindquist, J. Math. Phys., 8, 265, 1967; S.Chandrasekhar. The Mathematical Theory of Black Holes, Oxford, University Press, 1983.
9. И.Д.Новиков, Астрон. ж., 41, 1075, 1964.
10. Y.Ne'eman, Astrophys. J., 141, 1303, 1965.
11. J.Faulhner, F.Hoyle, J.Narlikar, Astrophys. J., 140, 1100, 1964; J.Ne'eman, G.Tauber, Astrophys. J., 150, 755, 1967.
12. Я.Б.Зельдович, И.Д.Новиков, Астрон. ж., 43, 758, 1966.

- D.M.Eardley, Phys. Rev. Lett., 33, 442, 1974.
13. Я.Б.Зельдович, И.Д.Новиков, А.А.Старобинский, ЖЭТФ, 66, 1897, 1974.
14. K.Lake, R.C.Roeder, Lett. Nuovo, Cim., 16, 17, 1976; D.Lohiya, N.Panchapakesan, Lett. Nuovo Cim., 21, 81, 1978.
15. R.M.Wald, S.Ramaswamy, Phys. Rev. D: Part. and Fields, 21, 2736, 1980.
16. И.Д.Новиков, В.П.Фролов, Физика черных дыр, Наука, Москва, 1986.
17. J.V.Narlikar, R.C.Kapoor, Astrophys. and Space Sci., 53, 155, 1978; S.V.Dhurandhar, Pramana, 8, 133, 1977; R.Ch.Kapoor, Kadaikanal Obs. Bull., A2, 252, 1979; K.Lake, Nature, 272, 599, 1978; K.Lake, R.C.Roeder, Astrophys. J., 226, 37, 1978; S.Banerji, D.R.Mondal, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 194, 161, 1981.
18. J.V.Narlikar, Pramana, 2, 158, 1974; New Sci., 97, 516, 1983; J.V.Narlikar, K.M.V. Apparao, Astrophys. and Space Sci., 35, 321, 1975; J.V.Narlikar, K.M.V.Apparao, N.Dadhich, Nature, 251, 590, 1974.
19. А.П.Трофименко, Принцип развития в астрофизике. Депонировано в ИНИОН АН СССР, № 2027, 1978.
20. А.П.Трофименко, Fizika (SFRJ), 10, 139, 1986.
21. V.S.Gurin, A.P.Trofimenko, Fizika (SFRJ), 17, 101, 1985; Acta Phys. Hung., 59, 371, 1986; Rev. Roum. Phys., 31, 535, 1986.
22. N.Dadhich, Pramana J. Phys., 8, 14, 1977.
23. А.П.Трофименко, V.S.Gurin, Ind. J. Pure Appl. Phys., 24, 421, 1986; Pramana, 28, 379, 1987.

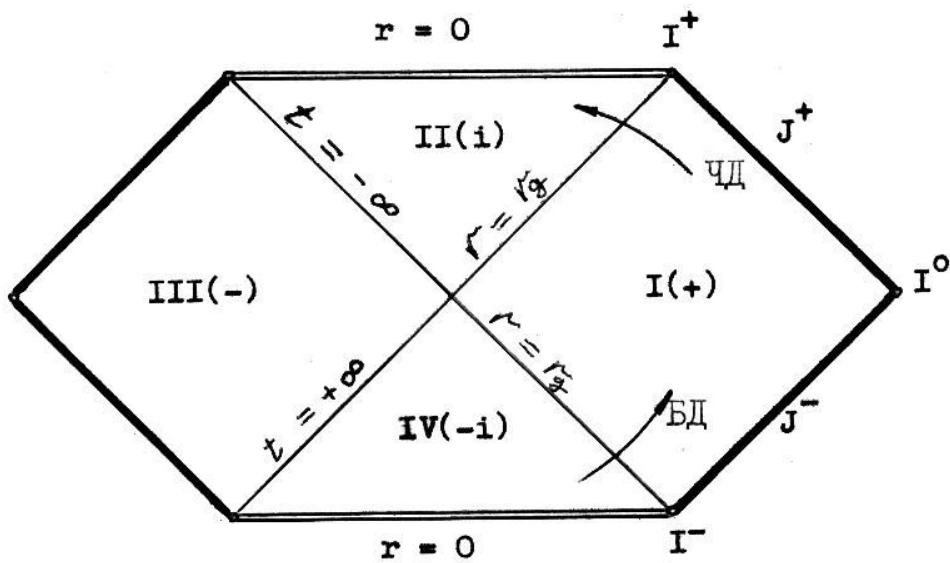


Рис. 1. Диаграмма Пенроуза для расширенного шварцшильдовского ПВМ. Двойные линии ( $r = 0$ ) обозначают мировые линии сингулярностей. Тонкие линии ( $r = r_g$ ) обозначают горизонты событий. Точки и жирные линии, ограничивающие справа и слева диаграмму, связаны с бесконечностями пространства-времени:  $I^+$ ,  $I^-$ ,  $I^0$ ,  $J^+$ ,  $J^-$  (см. подробнее [8]). Четыре области ПВМ:  $I(+)$ ,  $II(i)$ ,  $III(-)$ ,  $IV(-i)$  отделены от исходной системы отсчета различным количеством горизонтов (0, 1, 2, 3). Линии со стрелками указывают возможные геодезические (временноподобные), соответствующие: ЧД - черной дыре, БД - белой дыре.

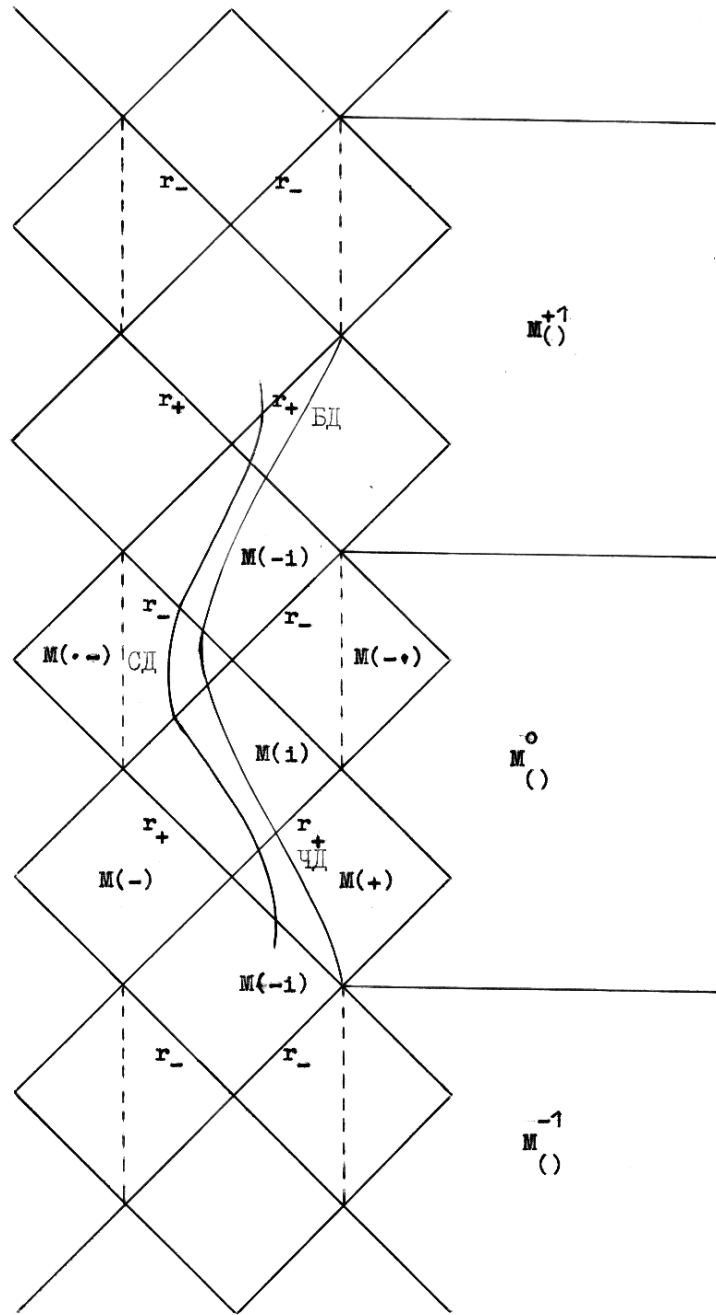


Рис. 2. Диаграмма Пенроуза для расширенного вдоль оси симметрии керровского ПВМ. Пунктирная линия обозначает кольцевую сингулярность. Трафаретный рисунок  $M^k$ , включающий области:  $M(+)$ ,  $M(-)$ ,  $M(i)$ ,  $M(-i)$ ,  $M(-+)$ ,  $M(+)$  повторяется неограниченно в обе стороны. При  $k \rightarrow \infty$  получаем полное керровское многообразие. Кривые показывают возможные геодезические (времениподобные), соответствующие: ЧД - черной дыре, БД - белой дыре.

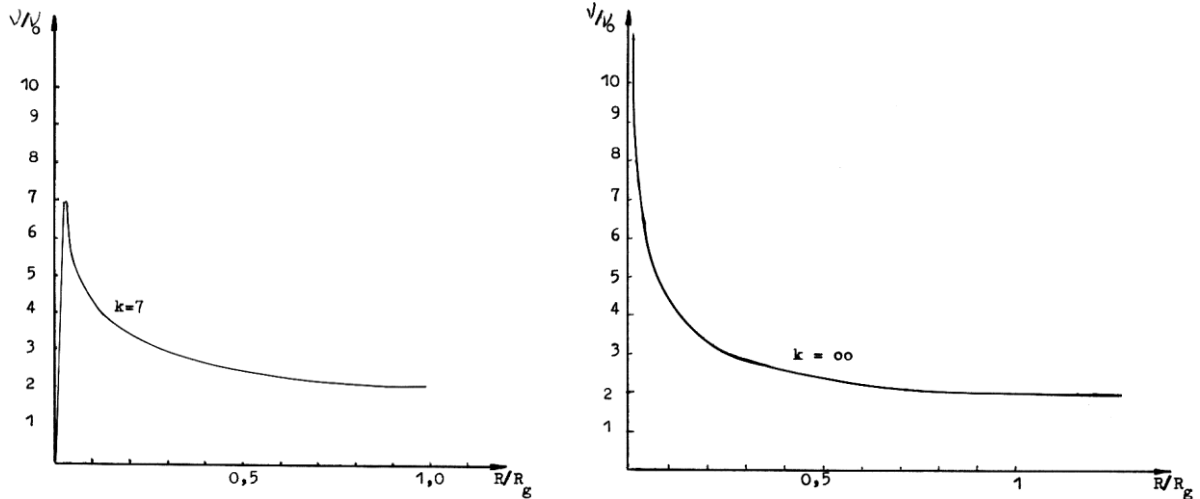


Рис. 3. Изменение частоты в зависимости от  $R$  (пространственной координаты точки излучения) для канонической белой дыры.

Рис. 4. Изменение частоты в зависимости от  $R$  для канонической шварцшильдовской белой дыры.

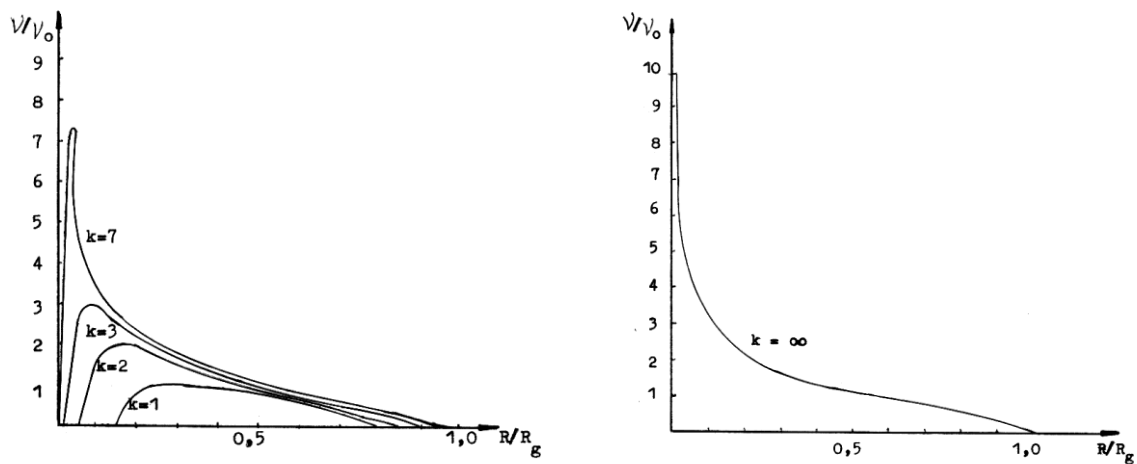


Рис. 5. Изменение частоты в зависимости от  $R$  для канонической серой дыры. Взяты такие параметры серой дыры, которые дают следующие максимальные изменения частоты ( $K = \nu_{\text{max}} / \nu_0$ );  
 $k = 1, k = 2, k = 3, k = 7$ .

Рис. 6. Изменения частоты в зависимости от  $R$  для канонической шварцшильдовской серой дыры:  $k = \infty$ .