

УДК 52—336

НЕКОТОРЫЕ АСТРОФИЗИЧЕСКИЕ СЛЕДСТВИЯ ДИНАМИЧЕСКОЙ ТРАКТОВКИ ГРАВИТАЦИИ

Ю. В. БАРЫШЕВ, В. В. СОКОЛОВ

Поступила 18 мая 1983

Принята к печати 20 апреля 1984

В рамках динамической (теоретико-полевой) трактовки гравитации показано, что при сферическом коллапсе тела до размеров $\sim R_g$, энергия, излучаемая в виде скалярных гравитационных волн, может достигать $\sim Mc^2$. Вместо образования черной дыры, релятивистский коллапс будет завершаться мощным импульсом (или последовательностью импульсов) скалярного гравитационного излучения. Это открывает новые возможности для интерпретации взрывов сверхновых и больших пекулярных скоростей некоторых О—В звезд. Мощное скалярное излучение ожидается также от активных ядер галактик. Сверхсветовое расширение, наблюдаемое у некоторых компактных внегалактических радиосточников, может быть обусловлено скалярным излучением. Обсуждается возможность детектирования скалярных гравитационных волн.

1. *Введение.* В работах [1—3] проведен анализ исходных принципов, уравнений и основных эффектов в слабом поле для релятивистской тензорной теории гравитации в плоском пространстве—времени. Существенное отличие динамического (теоретико-полевого) подхода от геометрического (общая теория относительности—ОТО) состоит в том, что гравитационное поле оказывается двухкомпонентным — тензорным и скалярным. В частности, гравитационные волны переносят как спин 2 (поперечные волны), так и спин 0 (продольные волны).

2. *Скалярный компонент гравитационного поля.* В случае сферически-симметричных пульсаций тел квадрупольный момент системы не изменяется и тензорные (поперечные) волны не излучаются, однако возможно излучение скалярных (продольных) волн. Из решения уравнений гравитационного поля в запаздывающих потенциалах [2] для скалярного поля будем иметь

$$\varphi(\vec{r}, t) = -\frac{2G}{c^3} \int \frac{T\left(\vec{r}', t - \frac{|\vec{r} - \vec{r}'|}{c}\right)}{|\vec{r} - \vec{r}'|} dv',$$

где $\varphi = \eta_{ik} \Psi^{ik}$ — след тензорного потенциала, $T = \eta_{ik} T^{ik}$ — след тензора энергии — импульса (ТЭИ) источников поля. Отметим, что след φ является скалярной функцией координат и времени — скалярным полем, тогда как в ОТО след $g_{ik} g^{ik} \equiv 4$.

Поле, создаваемое движущимися частицами на больших расстояниях от системы ($r \gg L$) можно разложить на плоские монохроматические волны, тогда для медленных движений в источнике получим

$$\varphi(r, t) = c^2 h \cos(\omega t - kx),$$

где $h = r_g v^2 / 2rc^2$, $r_g = 2GM/c^2$, $k = \omega/c = 1/\lambda$, ω и v — характерные частота и скорость пульсаций, M — масса пульсирующего тела. Используя выражение для ТЭИ скалярного поля [1], получим для плотности энергии в волне

$$t^{00} = \frac{c^2 r_g^2 v^4 \omega^2}{32\pi G r^2 c^4} [1 + \sin^2(\omega t - kx)],$$

которая в каждой точке имеет вполне определенное значение. Энергия, переносимая волной в слое толщиной λ ,

$$W_p = \langle t^{00} \rangle \cdot \lambda \cdot 4\pi \cdot r^2 = \frac{\pi}{4} \frac{r_g^4}{c^4} \frac{r_g}{\lambda} M c^2.$$

Для оценки по порядку величины энергии, уносимой скалярной волной в одном колебании, при $v \rightarrow c$ имеем $W_p \sim \frac{r_g}{\lambda} M c^2$. Таким образом, при сферическом коллапсе тела до размеров $L \sim r_g$ оно может полностью высветиться в виде гравитационной радиации на характерной частоте $\omega \sim c/r_g$. К аналогичному выводу можно также прийти, рассматривая коллапс пылевидного шара. Действительно, при радиусе шара $r \sim r_g$ его энергии связи $E_{св.} \sim (-GM^2/r_g) \sim (-Mc^2)$, и из сферической симметрии и отсутствия других видов взаимодействия, кроме гравитационного, следует, что эта энергия будет уноситься в виде скалярных волн.

Характер движения пробных частиц в скалярной волне легко установить, подставляя в уравнение движения [2] скалярный компонент потенциала в виде $\eta^{ik} \varphi$. В случае медленных движений пробных частиц ($\frac{v}{c} \ll 1$) для плоской монохроматической волны, распространяющейся вдоль оси x , будем иметь: $\frac{dv_x}{dt} = -h\omega c \sin(\omega t - kx)$; $\frac{dv_y}{dt} = \frac{dv_z}{dt} = 0$; $v_x = c \cdot h \cos(\omega t - kx)$; $\Delta x = h \cdot \lambda \sin(\omega t - kx)$, то есть частицы будут

совершать колебания вдоль направления распространения волны (продольность скалярной волны).

3. *Проблема вспышек сверхновых и O—В звезды с большими пространственными скоростями.* Как известно [4], при численном расчете сферически-симметричного коллапса сравнительно небольших масс (до $2 M_{\odot}$) не удается получить сравнимого по энергии со вспышкой SN II выброса внешней оболочки с одновременным образованием в центре сколлапсировавшего остатка. В случае больших масс коллапс «беззвучно» переходит в релятивистскую стадию, завершающуюся образованием черной дыры.

С другой стороны, наблюдающиеся у некоторых массивных ($60 \div 80 M_{\odot}$) O—В звезд большие пространственные скорости хорошо объясняются в рамках гипотезы взрыва в тесной двойной системе (ТДС) [5]. В ходе эволюции ТДС обмен вещества между компонентами может привести и к образованию столь массивных звезд и к взрыву менее массивного компонента ($20 \div 30 M_{\odot}$) с выбросом значительной доли его массы. «Мгновенная» потеря массы системой сообщает ей пекулярную скорость $V = V_2(1 - S)/(1 + q)$, где V_2 — орбитальная скорость O-звезды перед взрывом, q — отношение массы остатка (коллапсара) к массе «убегающей» O-звезды (система остается связанной), S — отношение массы остатка к массе этого компонента до взрыва. Последние наблюдения O—В-звезд с большими пекулярными скоростями [6, 7] показывают наличие маломассивного ($1 \div 2 M_{\odot}$) компаньона у этих звезд. Тогда из того, что $V \sim V_2$ и $q \ll 1$ следует, что $S \ll 1$, то есть сброшенная при взрыве звездой-компаньоном масса $\gtrsim 10 M_{\odot}$ и скорость сброса этой массы много больше V_2 . Если считать, что масса выброшена в виде оболочки, кажется удивительным отсутствие заметных последствий воздействия такой массивной оболочки на O-звезду [8]. В частности, в пределах ошибок наблюдений, быстрые O—В-звезды по химическому составу заметно не отличаются от медленных O—В-звезд [5].

В динамической теории гравитации появляется новая возможность интерпретации O—В-звезд с большими пекулярными скоростями. Так сферически-симметричный коллапс в принципе может привести к вспышке гравитационного излучения скалярного типа, «мгновенно» (со скоростью света) уносящего значительную долю ($\sim 90\%$) массы коллапсирующего ядра. Полученная выше оценка W_p сделана в пренебрежении силами, оставивающими сжатие остатка (по-видимому, нейтронной звезды); более детальные расчеты должны учитывать уравнение состояния, вращение и магнитные поля. Кроме того, часть энергии, высвобождающейся в виде продольных гравитационных волн, может быть передана отставшим в ходе сжатия внешним слоям, при этом скорость, сообщаемая оболочке, на рас-

стояниях $\sim 30 r_g$ будет $\sim 10^9$ см/с. Таким образом, в рамках динамической теории гравитации черная дыра не образуется, и конечной стадией эволюции массивной звезды скорее всего будет нейтронная звезда с массой $1-2 M_\odot$. Излишек же массы (который и привел к коллапсу) излучается в виде скалярных гравитационных волн, слабо взаимодействующих с веществом при малых r_g/r , что объясняет отсутствие следов взрыва на втором компоненте ТДС.

4. *Проблема активности ядер галактик.* Сказанное выше о сферически-симметричном коллапсе можно применить и к случаю активных ядер. Тогда сейфертовские галактики, радиогалактики, лацертиды и квазары могут быть сильными источниками скалярного гравитационного излучения. Оценки размеров компактных объектов в активных ядрах, проведенные по минимальному времени переменности оптического и рентгеновского излучения, показывают, что процессы активности возможно происходят вблизи гравитационного радиуса для масс $10^6 \div 10^9 M_\odot$. Так же, как и в случае взрыва сверхновой, после активной стадии ядра не образуется сверхмассивной черной дыры (как в ОТО), а избыток массы уносится в мощных импульсах гравитационного излучения. Поэтому естественным может быть: 1) отсутствие сверхмассивных черных дыр в ядрах уже переживших активность галактик, 2) рекуррентное возобновление активности ядра без катастрофического монотонного роста массы центрального компактного объекта.

Наблюдаемые сверхсветовые скорости расширения компактных радиоисточников [9] могут быть одним из проявлений мощного скалярного излучения. Действительно, в случае пульсационного режима коллапса, по узко коллимированному выбросу вещества (джету) будут распространяться со скоростью света импульсы продольных гравитационных волн, которые, воздействуя на вещество джета, могут вызвать его свечение — пятно, бегущее по джету. Наблюдаемая в проекции на картинную плоскость скорость перемещения таких пятен $v_t = c \sin \theta / (1 - \cos \theta) > c$, при любых углах θ к лучу зрения. Такая модель снимает трудности, связанные с обязательной направленностью выбросов вещества на наблюдателя, и имеет следующие свойства: 1) постоянство скорости разлета (возможны скачки скорости при появлении удаляющихся пятен), 2) движение всегда вдоль одного направления (вдоль выброса), 3) сравнимость размеров центрального источника и движущегося пятна ($r_g \sim \lambda$).

5. *Детектирование скалярных волн.* Наиболее вероятными астрофизическими источниками скалярных гравитационных волн могут быть сверхновые звезды и активные ядра галактик. При коллапсе $10 M_\odot$ на расстоянии 10 кпс получим $h_{SN} \sim 10^{-16}$, с характерной длительностью импульса

$\tau_{SN} \sim 10^{-4}$ с, а при коллапсе $10^8 M_{\odot}$ на расстоянии 600 Мпс ($z \sim 0.1$) $h_{AN} \sim 2 \cdot 10^{-14}$, $\tau \sim 10^3$ с. Максимальный эффект действия на детектор в виде двух свободных масс получается при длине детектора $l_0 \sim \pi r_s$, то есть $l_{SN} \sim 90$ км, $l_{AN} \sim 10$ а. е. При этом амплитуды смещений $\Delta x_{SN} \sim 6 \cdot 10^{-10}$ см, $\Delta x_{AN} \sim 1$ см, а для детекторов меньших размеров $\Delta x' = \Delta x_0' / l_0$. Использование антенн из свободных масс необходимо потому, что в твердотельных детекторах (стержнях) силы упругости много больше силы, действующей на частицы со стороны волны. Технически, свободные массы могут быть реализованы с помощью космических аппаратов, свободных от сноса, с лазерными датчиками смещений. Аналогичные антенны с нужными параметрами предлагались в рамках ОТО [10], с той лишь разницей, что ожидалось действие поперечных волн. Продольность волн скажется на том, что направление прихода импульсов будет совпадать с осью детектора.

Ленинградский государственный
университет
Специальная астрофизическая
обсерватория АН СССР

SOME ASTROPHYSICAL CONSEQUENCES OF DYNAMICAL INTERPRETATION OF GRAVITATION

Yu. V. BARYSHEV, V. V. SOKOLOV

It has been shown that the dynamical (relativistic field theory) interpretation of gravitation predicts the existence of the scalar gravitational radiation. The energy losses by this radiation is of an order of Mc^2 at the stage of relativistic collapse. The collapse will be finished by the powerful impulse (or several impulses) of scalar radiation instead of black hole formation. This gives us a new possibility to explain SN explosions and high peculiar velocities of some O—B stars. Powerful scalar radiation is also expected from active galactic nuclei. Superluminal expansion observed in some compact extragalactic radio sources may be caused by scalar radiation. The possible construction of scalar wave detector is discussed.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Соколов, Ю. В. Барышев, в сб. «Гравитация и теория относительности», КГУ, 17, 34, 1980.
2. Ю. В. Барышев, В. В. Соколов, Труды АО ЛГУ, 38, 36, 1983.
3. Ю. В. Барышев, *Астрофизика*, 18, 93, 1982.
4. В. С. Имшеник, Д. К. Надежин, в сб. «Итоги науки и техники», 21, 63, 1982.
5. R. C. Stone, *A. J.*, 87, 90, 1982.
6. R. C. Stone, *Ap. J.*, 261, 208, 1982.
7. C. H. B. Sybesma, C. de Loore, *Astron. Astrophys.*, 111, 229, 1982.
8. Mc Cluskey, Kondo, *Astrophys. Space Sci.*, 10, 464, 1971.
9. A. P. Marscher, J. S. Scott, *P.A.S.P.*, 92, 127, 1980.
10. K. Thorne, V. Braginsky, *Ap. J. Lett.*, 204, L1, 1976.