

ВОЗМОЖНОЕ ОБЪЯСНЕНИЕ СИГНАЛА ДЕТЕКТОРА GEOGRAV ВО ВРЕМЯ ВЗРЫВА СВЕРХНОВОЙ SN 1987A В МОДЕЛЯХ С МОДИФИЦИРОВАННОЙ ГРАВИТАЦИЕЙ

Ю. Н. Ерошенко ^{a*}, Е. О. Бабичев ^{b**}, В. И. Докучаев ^{a,c***}, А. С. Мальгин ^{a****}

^a *Институт ядерных исследований Российской академии наук
117312, Москва, Россия*

^b *Laboratoire de Physique Théorique (UMR8627), CNRS, Univ. Paris-Sud, Université Paris-Saclay
91405, Orsay, France*

^c *Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
115409, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 29 сентября 2018 г.,
после переработки 23 ноября 2018 г.
Принята к публикации 23 ноября 2018 г.

В активно развиваемых в настоящее время моделях модифицированной гравитации предсказывается изменение закона притяжения в некоторых режимах. При этом совокупность современных наблюдательных данных оставляет широкую область допустимых параметров теории. В данной работе рассмотрена возможность того, что сигнал, зарегистрированный резонансным гравитационно-волновым детектором Geograv в 1987 г. во время взрыва сверхновой SN 1987A, был вызван скачкообразным изменением метрики во время пролета через детектор мощного потока нейтрино. Подобное воздействие на детектор возможно, в частности, в расширенных скалярно-тензорных теориях, в которых градиент локальной плотности вещества влияет на силу гравитации. Основное влияние на детектор мог оказать первый короткий импульс нейтрино, излученный на начальной стадии коллапса ядра звезды до наступления нейтринной непрозрачности, так как он мог вызвать отклик детектора на первой резонансной частоте. Напротив, влияние последующего широкого импульса (длительностью в несколько секунд) в резонансном детекторе экспоненциально подавлено, несмотря на то, что второй импульс несет на порядок больше энергии нейтрино, и он мог создать сигнал в нейтринном детекторе LSD. Это объясняет задержку по времени в 1.4 с между сигналами Geograv и LSD. Обсуждаются следствия данного эффекта модифицированной гравитации для будущих наблюдений LIGO/Virgo.

DOI: 10.1134/S0044451019040138

1. ВВЕДЕНИЕ

23 февраля 1987 г. наблюдался взрыв коллапсирующей сверхновой в Большом Магеллановом Облаке на расстоянии $r \approx 52$ кпк от Земли (см. обзор и подробное обсуждение в [1]). Статистически значимый нейтринный сигнал от взрыва был отмечен в детекторе LSD под Монбланом (Италия, СССР) [2], а спустя 4.7 ч был зарегистрирован второй ней-

ринный сигнал детекторами Камиоканде II (Япония), IMB (США) и Баксанской нейтринной обсерватории (СССР). Подобный двойной сигнал на временном масштабе в несколько часов стал загадкой, так как при единичном коллапсе излучение нейтрино длится лишь секунды. Возможным объяснением может служить двухстадийный коллапс [3–10]. В рамках усовершенствованного ротационного механизма, описанного в работе [9], за счет наличия у ядра исходной звезды большого углового момента при его сжатии происходит потеря устойчивости и образуются две нейтронные звезды, обращающиеся по орбите. Теряя энергию орбитального движения на гравитационное излучение, компоненты двойной системы сближаются в течение 4.7 ч, вещество мень-

* E-mail: eroshenko@inr.ac.ru

** E-mail: eugeny.babichev@th.u-psud.fr

*** E-mail: dokuchaev@inr.ac.ru

**** E-mail: malgin@lngs.infn.it

шей по массе нейтронной звезды через точку Роша перетекает на более массивную нейтронную звезду. В итоге меньшая по массе нейтронная звезда взрывается, а большая коллапсирует в черную дыру с испусканием второго нейтринного сигнала. Наличие или отсутствие регистрации нейтринных сигналов от разных стадий коллапса разными группами детекторов может быть объяснено различием энергетических спектров нейтрино, генерируемых на разных стадиях эволюции коллапсара, и характеристиками детекторов [6] (см. также критический разбор различных возможностей в [1, 11]).

При взрывах сверхновых помимо нейтрино могут излучаться также и гравитационные волны. В рамках общей теории относительности необходимым условием излучения гравитационной волны является несферичность взрыва. Возможность несферичности при взрыве, ведущая к излучению гравитационных волн, была указана Л. М. Озерным в 1964 г. Необходимое изменение квадрупольного момента может иметь место, если коллапсирующее ядро имеет грушевидную форму. В данной работе мы обсудим возможность регистрации гравитационного сигнала от сверхновой SN 1987A, рассматривая при этом гравитационное возмущение в рамках модифицированной теории гравитации, а не общей теории относительности. Сначала кратко осветим историю вопроса.

С 2016 г. с помощью лазерных интерферометров LIGO/Virgo достоверно зарегистрировано несколько гравитационно-волновых сигналов от слияний черных дыр и нейтронных звезд в двойных системах [12]. Но попытки зарегистрировать гравитационные волны начались раньше. После теоретических работ Х. Бонди и Дж. Вебера, обосновавших метод регистрации гравитационных волн твердотельными детекторами, Вебер построил такие детекторы в виде цилиндров, колебания которых снимались с помощью пьезоэлектрических датчиков. Твердотельный детектор может зарегистрировать гравитационную волну, если она содержит фурье-компоненты вблизи собственных резонансных частот цилиндра. В 1969 г. Вебер сообщил о регистрации сигналов, которые могли быть гравитационными волнами, однако в независимых экспериментах этот результат не подтвердился. Тем не менее, конструкции твердотельных детекторов продолжали совершенствоваться, а их чувствительность увеличивалась.

23 февраля 1987 г. работали два твердотельных детектора гравитационных волн. Хорошо выраженный сигнал был зарегистрирован детектором

Geograv в Риме [13, 14]. Вероятность случайного совпадения была оценена в [13] на уровне 3%, а в более подробном анализе [14] — на уровне 0.001%. Этот сигнал опередил кластер нейтринных импульсов в детекторе LSD на 1.4 ± 0.5 с. Регистрация подобного сигнала, если он не является статистической флуктуацией, выглядит загадочной, так как классическая гравитационная волна могла произвести этот сигнал лишь в том случае, если в гравитационные волны выделилась масса около $2.4 \cdot 10^3 M_{\odot}$ [13], тогда как вся масса коллапсировавшей и взорвавшейся звезды — голубого сверхгиганта — составляла приблизительно $16 M_{\odot}$.

Таким образом, в рамках общей теории относительности объяснить сигнал в детекторе Geograv не представляется возможным. Однако, поскольку существуют модификации общей теории относительности, интересно рассмотреть возможность объяснения сигнала в рамках таких теорий. В этом направлении уже предпринимались некоторые шаги. Например, воздействие на детектор Geograv скалярных гравитационных волн в полевой теории гравитации исследовалось в работе [15].

В данной работе мы рассмотрим воздействие на детектор Geograv поля нейтринной оболочки, пролетающей через Землю. При этом мы проводим исследование в рамках модифицированной гравитации, в частности, в качестве пробной модели мы подразумеваем расширенную теорию Хорндески [16, 17]. В этой теории гравитационный потенциал содержит дополнительный член, который пропорционален градиенту локальной плотности вещества¹⁾.

Таким образом, на детектор Geograv мог оказать влияние градиент плотности пролетающей через него нейтринной оболочки. Как мы подробнее объясним далее, сигнал в детекторе Geograv мог вызвать лишь короткий (длительностью меньше 10^{-2} с) нейтринный всплеск, испускаемый на начальной стадии коллапса, а основной сигнал в нейтринных детекторах должен иметь место примерно на 1 с позже, что дает естественное объяснение наблюдавшемуся более раннему сигналу в Geograv.

С другой стороны, если сигнал в детекторе Geograv 23 февраля 1987 г. был случайной флуктуацией, он может служить для получения ограничений сверху на параметры теории гравитации. Это ограничение возможно даже при отсутствии сигнала

¹⁾ Заметим при этом, что такие теории удовлетворяют локальным гравитационным наблюдениям (в Солнечной системе, например) благодаря механизму Вайнштейна [18], см. обзор [19].

ла на уровне шумов детектора из условия, что сигнал не превосходит уровень шума.

2. ИСТОЧНИК СИГНАЛА

При гравитационном коллапсе звездного ядра мощный нейтринный поток выделяется на двух стадиях: на стадии первоначального сжатия ядра звезды до наступления нейтринной непрозрачности, когда происходит объемное излучение нейтрино, и на более поздней непрозрачной для нейтрино стадии с поверхностным излучением нейтрино (о коллапсирующих сверхновых см. в [1, 20]). Сначала ядро звезды сжимается до плотности $\rho_s \approx 2.8 \cdot 10^{14} \text{ г}\cdot\text{см}^{-3}$ в течение времени $\Delta t \sim 0.001\text{--}0.01 \text{ с}$ с выделением в форме нейтрино энергии $M_\nu \approx 0.01M_\odot$. Вторая стадия длится намного дольше, порядка нескольких секунд, с выделением в форме нейтрино энергии $M_\nu \sim 0.1M_\odot$. Из-за наличия магнитного поля и вращения ядра предсверхновой нейтриносфера неизбежно становится несферичной. Это ведет к тому, что начальная и последующие стадии излучения нейтрино в разных направлениях длятся разное время. Поэтому при регистрации сигнала от сверхновой будет присутствовать дополнительный угловой фактор, который мы здесь не учитываем.

Как будет показано ниже, принципиальную роль в возможности детектирования гравитационного сигнала играет характерная длительность стадии, т.е. скорость нарастания фронта разлетающейся нейтринной оболочки. Поэтому вторая стадия для детектора Geogran была ненаблюдаемой. И наоборот, малый поток нейтрино на первой стадии делает ее ненаблюдаемой для нейтринных телескопов. Таким образом, Geogran мог зарегистрировать нейтринный сигнал от первой стадии, а LSD — сигнал от второй стадии. Это дает естественное объяснение тому, что Geogran зафиксировал сигнал на 1.4 с раньше, чем нейтринный детектор.

Нейтрино разлетаются в виде оболочки с характерной толщиной $H_\nu \sim c\Delta t$, см. рис. 1. Плотность оболочки в лабораторной системе отсчета (в системе детектора) запишем в виде

$$\rho_\nu(t, r) = \frac{M_\nu}{4\pi r^2} f(r - ct), \quad (1)$$

где $f(x)$ — профиль плотности оболочки при фиксированном t с нормировкой (путь интегрирования пересекает оболочку)

$$\int f(x) dx = 1, \quad (2)$$

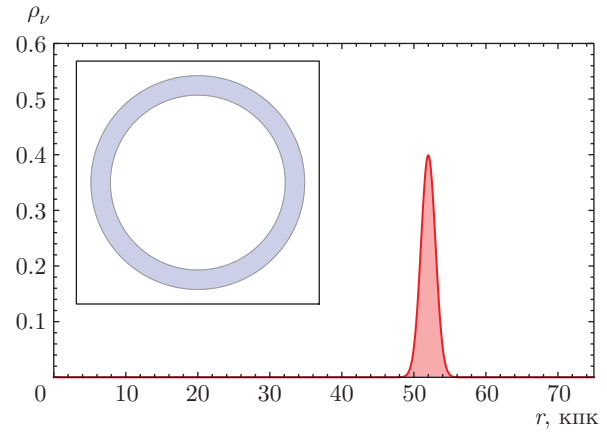


Рис. 1. Схематическое изображение нейтринной оболочки. Расстояние r отсчитывается от места взрыва сверхновой в Большом Магеллановом Облаке. Профиль пика дается функцией $f(r)$. Плотность показана в безразмерных единицах, ширина оболочки для наглядности увеличена. Внутри и снаружи оболочки разная метрика

а $M_\nu c^2$ — энергия, которую несет оболочка в лабораторной системе отсчета. Для оценок характерных величин будем предполагать, что функция $f(x)$ имеет вид гауссианы с центром на радиусе оболочки $x = r(t)$ и характерной шириной H_ν :

$$f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}H_\nu} \exp\left\{-\frac{x^2}{2H_\nu^2}\right\}. \quad (3)$$

В реальности она может иметь более сложный вид с разными характерными временами возрастания и уменьшения.

Из-за наличия у нейтрино малой, но ненулевой массы покоя, эти частицы движутся со скоростью, немного меньшей скорости света. Как впервые указал Зацепин в работе [21], этот эффект позволил бы получить верхний предел для массы нейтрино из результатов наблюдений взрывов сверхновых. Задержка нейтринного сигнала по сравнению со скоростью света есть

$$\delta t = \frac{r}{2c} \left(\frac{m_\nu c^2}{E_\nu}\right)^2. \quad (4)$$

Численно величина

$$\delta t = 2.6 \cdot 10^{-4} \left(\frac{r}{50 \text{ кпк}}\right) \left(\frac{E_\nu}{10 \text{ МэВ}}\right)^{-2} \times \left(\frac{m_\nu}{0.1 \text{ эВ}}\right)^2 \text{ с} \quad (5)$$

по порядку величины равна уширению нейтринной оболочки, если положить характерную ширину энергетического спектра $\delta E_\nu \sim E_\nu$. Современные данные по массам нейтрино приведены в [22].

Прямое экспериментальное ограничение по β -распаду трития на массу электронного нейтрино имеет вид $m_\nu \leq 2$ эВ (для майорановского нейтрино $m_\nu \leq 0.3$ эВ). Из космологических данных по реликтовому излучению и формированию крупномасштабных структур получается ограничение такого же порядка величины: $m_\nu \leq 0.2$ – 1 эВ. Ограничение снизу на массу электронного нейтрино следует из ограничений на разность квадратов масс массовых состояний, в свою очередь, следующих из наблюдений осцилляций нейтрино. В случае прямой иерархии масс без вырождения масса электронного нейтрино $m_\nu \geq 0.009$ эВ, но может оказаться и $m_\nu \geq 0.05$ эВ. При массе $m_\nu \leq 0.1$ эВ нейтринная оболочка на расстоянии $r \approx 50$ кпк не будет расплываться, и ее ширина зависит только от процесса излучения. Иначе может обстоять дело для нейтрино от других галактик. Начиная с некоторого расстояния размытие может стать существенным, что отразится на эффективности регистрации. Возможно, за счет этого эффекта детекторы не регистрируют нейтринные оболочки от взрывов сверхновых в далеких галактиках.

3. ДОПОЛНИТЕЛЬНЫЙ ВКЛАД В ГРАВИТАЦИОННЫЙ ПОТЕНЦИАЛ

В данной работе в качестве пробной модели модифицированного гравитационного потенциала используется одно из предсказаний расширенной теории Хорндески. Расширение теории Хорндески — это наиболее общая скалярно-тензорная теория, содержащая максимум одну дополнительную скалярную степень свободы (помимо гравитона). При этом общая теория относительности Эйнштейна является одним из частных случаев такой теории. В сферически-симметричном случае в квазистатическом приближении градиент гравитационного потенциала в расширенной версии теории Хорндески дается следующим выражением [23]:

$$\frac{d\phi}{dr} = G \left(\frac{M(r)}{r^2} - \tilde{\varepsilon} \frac{d^2 M(r)}{dr^2} \right), \quad (6)$$

где

$$M(r) = 4\pi \int_0^r r'^2 \rho(r') dr', \quad (7)$$

а $\tilde{\varepsilon}$ — параметр, выражающийся через фундаментальные параметры теории²⁾. В настоящее время су-

²⁾ Заметим, что в оригинальной версии теории Хорндески [25] второй член в (6) отсутствует.

ществует только слабое ограничение $\tilde{\varepsilon} \leq 1$, основанное на устойчивости нейтронных звезд [24]. Производная $d^2 M(r)/dr^2$ имеет вклад от градиента плотности. До настоящего времени не было получено аналогичных выражений для случая движущейся среды, поэтому выражение гравитационной силы со стороны движущейся с релятивистской скоростью нейтринной оболочки неизвестно. Поэтому, строго говоря, мы не можем использовать результат (6) в применении к нейтринной оболочке.

Вместо этого будем использовать феноменологический подход и интерпретировать (6) как результат модификации гравитации, который верен также для движущейся материи. А именно, мы записываем дополнительный вклад в производную гравитационного потенциала в системе покоя детектора в виде

$$\frac{d\Delta\phi}{dr} = -\varepsilon G \frac{d^2 M(r)}{dr^2}, \quad (8)$$

при этом параметр ε произволен и, вообще говоря, не связан с конкретной моделью модифицированной гравитации. На этот параметр в настоящее время ограничений нет, так как неизвестно решение для движущейся среды. Как мы увидим далее, сигнал в детекторе Geograv может быть объяснен присутствием члена (8). С другой стороны, мы получим независимое ограничение для параметра ε .

Для дальнейших вычислений нам понадобится оценка величины $d^2 M(r)/dr^2$ в (8). Для рассмотренной выше нейтринной оболочки имеем

$$M(t, r) = 4\pi \int_0^r r'^2 \rho_\nu(t, r') dr', \quad (9)$$

$$\frac{\partial M(r)}{\partial r} = 4\pi r^2 \rho_\nu(t, r) = M_\nu f(t, r), \quad (10)$$

$$\frac{\partial^2 M(r)}{\partial r^2} = M_\nu \frac{\partial f(t, r)}{\partial r} \sim \frac{M_\nu}{H_\nu}, \quad (11)$$

так как функция $f(t, r)$ изменяется на характерном масштабе H_ν .

4. СИГНАЛ В ДЕТЕКТОРЕ

Рассмотрим твердотельный детектор в форме цилиндра длиной L , ось которого составляет угол θ с плоскостью налетающей нейтринной оболочки. Принцип функционирования таких детекторов подробно описан в работе [26]. Гравитационная волна или другое воздействие на цилиндр вызывает его колебания, которые регистрируются с помощью

закрепленных на детекторе пьезоэлементов. Начало координат поместим в центр цилиндра, ось z направлена вдоль цилиндра. Приливное ускорение, действующее на элемент массы цилиндра с координатой z , составляет

$$g_t = \frac{\partial \phi(t, r)}{\partial r} z \sin \theta, \quad (12)$$

где в момент наблюдения первого нейтринного сигнала от SN 1987A значение θ было равно $\theta = 30^\circ$. Величина (8) дает вклад

$$g_t = -z \sin \theta \varepsilon GM_\nu \frac{\partial^2 f(t, r)}{\partial r^2}. \quad (13)$$

Отметим, что обычная ньютоновская сила будет содержать величину $1/r^2$, где $r = 52$ кпк, поэтому ее вклад в сигнал гораздо ниже уровня шумов.

Уравнение продольных колебаний цилиндра с учетом приливной силы имеет вид [27]

$$\rho \frac{\partial^2 u_z}{\partial t^2} = E \frac{\partial^2 u_z}{\partial z^2} + \left(\frac{4}{3} \eta + \zeta \right) \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial^2 u_z}{\partial z^2} + \rho g_t, \quad (14)$$

где u_z — компонента вектора, ρ — плотность, E — модуль Юнга, η и ζ — коэффициенты вязкости вещества цилиндра, определяющие время затухания его колебаний. Заметим, что при $f(t, r) = f(r - ct)$ имеет место связь $\partial^2 f / \partial r^2 = (1/c^2) \partial^2 f / \partial t^2$, поэтому член ρg_t в правой части (14) с учетом приведенных выше соотношений можно записать в виде

$$\rho g_t = \frac{\rho}{2} z \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left[2\varepsilon \sin \theta \frac{GM_\nu}{c^2} f \right]. \quad (15)$$

Видим, что уравнение (4.5) из работы [26] совпадает с (14) при замене

$$h \rightarrow 2\varepsilon \sin \theta \frac{GM_\nu}{c^2} f. \quad (16)$$

Таким образом, отклик в детекторе можно учесть тем же методом [26], который применялся в случае гравитационных волн в общей теории относительности, но с заменой амплитуды волны на комбинацию величин (16). Отклик детектора выражается через спектральную плотность сигнала вблизи резонансов. Поскольку в рассматриваемом случае частота сигнала меньше первой резонансной частоты детектора Geogran, основную роль играет область вблизи первой резонансной частоты ω_0 . При этом вблизи резонанса цилиндрический детектор по форме отклика эквивалентен системе из двух грузов, связанных пружиной. Фурье-образ величины (16) при выборе (3) имеет вид

$$H(\omega) = 2\varepsilon \sin \theta \frac{GM_\nu}{c^3} \exp \left\{ -\frac{i\omega r}{c} \right\} \times \exp \left\{ -\frac{H_\nu^2 \omega^2}{2c^2} \right\}. \quad (17)$$

Колебания цилиндра, возникающие в результате прохождения оболочки, находятся сверткой

$$u_z(t, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} T(z, \omega) H(\omega) e^{i\omega t} d\omega, \quad (18)$$

где $T(z, \omega)$ — функция отклика, получаемая путем фурье-преобразования уравнения (14).

Функцию отклика эквивалентного пружинного детектора вблизи первого резонанса можно приближенно записать в виде [26]

$$T(\omega) = \frac{2L}{\pi^2} \frac{\omega^2}{\omega^2 - \omega_0^2 - i\omega/\tau_0}, \quad (19)$$

где $\tau_0 = Q/\omega_0$ — время затухания колебаний, Q — добротность детектора. Вычисляя интеграл (18), получаем закон движения груза эквивалентного пружинного детектора при $t > r/c$:

$$\xi(t) = \frac{4L\omega_0}{\pi^2} \varepsilon \sin \theta \frac{GM_\nu}{c^3} \sin \left[\omega_0 \left(t - \frac{r}{c} \right) \right] \times \exp \left\{ \frac{-(t - r/c)}{2\tau_0} \right\} \exp \left\{ -\frac{H_\nu^2 \omega_0^2}{2c^2} \right\}. \quad (20)$$

Энергия, выделявшаяся в детекторе, не превышает всплеска эффективной температуры, зафиксированной 23 февраля 1987 г.:

$$E_{max} = \frac{1}{4} M \omega_0^2 \xi_{max}^2 \leq \frac{k_B T^*}{2}, \quad (21)$$

где M — масса цилиндра (масса каждого из двух грузов эквивалентного детектора равна $M/2$), $T^* \approx 135$ К — величина всплеска температуры (при уровне шума 29 К), причем равенство в (21) будет иметь место в том случае, если всплеск температуры объясняется прохождением нейтринной оболочки. Отсюда получаем

$$\varepsilon \leq \frac{\pi^2 (k_B T^*)^{1/2} c^3}{2^{3/2} GM_\nu \omega_0^2 M^{1/2} L \sin \theta} \exp \left\{ \frac{H_\nu^2 \omega_0^2}{2c^2} \right\}. \quad (22)$$

Это ограничение показано на рис. 2.

В величине последнего экспоненциального множителя в (22) принципиальное значение играет ширина оболочки $H_\nu = c\Delta t$, зависящая от длительности нейтринного сигнала Δt . Длительность первой стадии излучения нейтрино по порядку величины совпадает со временем свободного падения $t_{ff} \sim (G\rho_s)^{-1/2} \approx 4 \cdot 10^{-3}$ с при $\rho_s \sim 10^{12}$ г·см⁻³. Численный расчет взрыва сверхновой [28] показывает

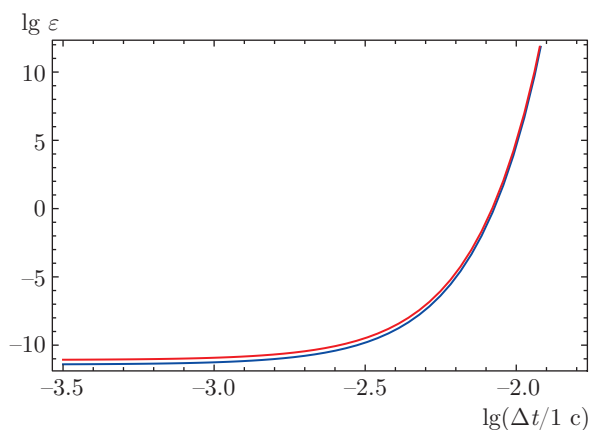


Рис. 2. Ограничение на параметр ε в зависимости от длительности начального нейтринного всплеска Δt (логарифмы десятичные) при $M_\nu = 0.02M_\odot$. Нижняя кривая соответствует уровню шума $T^* \approx 29$ К, верхняя кривая — уровню возможного сигнала $T^* \approx 135$ К

наличие всплеска нейтринного потока на характерном масштабе времени $\Delta t \sim 10^{-3}$ с за счет резкого роста температуры плазмы при коллапсе. Этот первичный всплеск продолжается до наступления нейтринной непрозрачности — оптической толщи для нейтрино $\tau_\nu = 1$. Из рис. 2 видно, что сигнал в детекторе Geograv возможен при $\Delta t \ll 10^{-2}$ с. Наиболее консервативное ограничение $\tilde{\varepsilon} \leq 1$ [24], основанное на устойчивости нейтронных звезд при $\varepsilon \approx \tilde{\varepsilon}$, исключило бы длительность $\Delta t \geq 10^{-2}$ с.

Второй всплеск нейтринного излучения (на первой стадии двухстадийного коллапса) после наступления нейтринной непрозрачности длится намного дольше, порядка нескольких секунд, поэтому влияние его на детектор экспоненциально подавлено. Нейтринная светимость во втором всплеске, вероятно, уменьшается экспоненциально, а не по гауссиане, но для качественной оценки важно лишь характерное время убывания. В то же время, в течение второго всплеска в нейтрино выделяется на порядок большая энергия $6.3 \cdot 10^{53}$ эрг = $0.35M_\odot c^2$ [6], чем во время первого, поэтому сигналы в нейтринных детекторах обусловлены именно вторым всплеском. Это объясняет задержку в 1.4 с между регистрацией сигнала детектором Geograv и нейтринным детектором LSD. Следует, правда, отметить, что отсчет времени в нейтринном детекторе ведется от первого нейтринного события, поэтому ввиду статистических флуктуаций указанная задержка могла иметь несколько иную величину.

При двухстадийном коллапсе имеют место дополнительные нейтринные сигналы спустя 4.7 ч, за-

регистрированные детекторами Камиоканде II, IBM и на Баксане. Для оценки сигнала в гравитационном детекторе от второй стадии требуется знать длительность нейтринного излучения Δt , генерируемого при столкновении фрагментов нейтронной звезды [6] или при коллапсе нейтронной звезды в черную дыру. Прежде всего, из наблюдательных данных (все нейтринные события перечислены в [1]) видно, что детекторы регистрировали нейтринный сигнал в течение нескольких секунд: до 12.4 с в случае детектора Камиоканде II и до 5.6 с в случае детектора IBM. Таким образом, основной поток нейтрино составлял протяженную оболочку, сигнал от которой в детекторе Geograv экспоненциально подавлен, что видно по рис. 2. Остается вопрос, не могли ли в общем протяженном сигнале присутствовать более быстрые вариации, как это имеет место при обычном взрыве коллапсирующей сверхновой, когда первый короткий нейтринный всплеск генерируется во время первичного сжатия ядра звезды? Если вторая стадия связана со слиянием двух нейтронных звезд или черной дыры с нейтронной звездой, то могут оказаться полезными данные по коротким космическим гамма-всплескам, которые, как теперь известно, генерируются в таких слияниях (хотя во время взрыва SN 1987A гамма-всплеск не наблюдался). Переменность излучения некоторых коротких гамма-всплесков имеет место на масштабе времени порядка 10^{-3} с. Если нейтринные оболочки могли иметь такой же временной масштаб, то они могли быть зарегистрированы детектором Geograv. В этом случае вопрос об отсутствии регистрации второго гравитационного сигнала остается нерешенным. В то же время, другие расчеты [29] говорят о том, что типичное время переменности в фиброболе гамма-всплеска Δt ближе к 10^{-2} с, а многие короткие всплески длятся до 3 с, и тогда сигнал в детекторе будет экспоненциально подавлен. Таким образом, отсутствие второго сигнала Geograv, одновременно с Камиоканде II, IBM, можно объяснить либо отсутствием быстрой переменности, т. е. большой величиной $\Delta t \geq 10^{-2}$ с, либо малым выделением энергии в нейтрино в эпизодах быстрой переменности.

Заметим, что в условие (22) расстояние до источника в явном виде не входит. Поэтому, казалось бы, детекторы должны очень часто регистрировать сигналы от взрывов сверхновых в других галактиках. Но (22) может зависеть от расстояния через величину Δt , которая увеличивается с увеличением расстояния за счет наличия ненулевой массы нейтрино, согласно выражению (5). Этот эффект может объяс-

нять отсутствие сигналов от далеких галактик. При еще больших расстояниях, порядка 1 Гпк, должно проявляться влияние космологического красного смещения.

5. ОЦЕНКА СИГНАЛА В ИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКОМ ДЕТЕКТОРЕ

Выше мы рассчитали сигнал в резонансном твердотельном детекторе. Оценим теперь сигнал, который мог бы быть зарегистрирован интерферометрическими детекторами со свободно расположенными зеркалами в том случае, если бы сверхновая взорвалась во время их работы. Этот вопрос может иметь значение для наблюдений LIGO/Virgo и будущих интерферометрических детекторов, поскольку рано или поздно в нашей Галактике или ее окрестностях произойдет очередной взрыв коллапсирующей сверхновой. Согласно различным оценкам, такие взрывы происходят раз в 20–100 лет. Рассмотрим детектор-интерферометр в виде двух свободных масс, разнесенных на расстояние L . Нейтринная оболочка пересекает детектор за характерное время $\Delta t \approx H_\nu/c$. В течение этого времени действует приливное ускорение

$$a \approx \frac{d^2\phi}{dr^2} L \approx G\varepsilon L \frac{M_\nu}{H_\nu^3}. \quad (23)$$

Поскольку оболочка движется релятивистски, в гравитационной силе будет присутствовать вклад не только энергии, но и импульса оболочки, однако этот вклад того же порядка, что и (23), и в оценке по порядку величины мы его не учитываем. Изменение плеча интерферометра за время пролета оболочки оценивается как $\delta L \approx a(\Delta t)^2/2$, а относительное изменение размера

$$h = \frac{\delta L}{L} \approx \frac{GM_\nu\varepsilon}{2H_\nu c^2} \approx \frac{\varepsilon}{4} \frac{r_g}{H_\nu}, \quad (24)$$

где гравитационный радиус $r_g = 2GM_\nu/c^2$. Численно имеем

$$h \approx 5 \cdot 10^{-6} \left(\frac{r_g}{0.02 \cdot 3 \text{ км}} \right) \left(\frac{\Delta t}{10^{-2} \text{ с}} \right)^{-1} \varepsilon. \quad (25)$$

Эта величина при $\varepsilon > 10^{-15}$ может превосходить эффект воздействия гравитационной волны.

Если имеет место уширение нейтринной оболочки из-за ненулевой массы нейтрино, согласно формуле (4), то в приведенном выше расчете в качестве $c\Delta t$ следует подставлять величину

$$c\Delta t = \max \left\{ H_\nu, \frac{r}{2} \left(\frac{m_\nu c^2}{E_\nu} \right)^2 \right\}. \quad (26)$$

Также в расчете предполагалось, что ширина оболочки $c\Delta t \geq L$. Для планируемых космических интерферометров типа LISA это условие может не выполняться. В случае $c\Delta t \ll L$ приливное ускорение (23) будет набираться на масштабе порядка $c\Delta t$, поэтому в результате (25) войдет дополнительный малый множитель $c\Delta t/L$.

Каждый интерферометрический детектор имеет свою кривую чувствительности, он может принимать сигналы только в ограниченной области частот. Поэтому при слишком длительном импульсе (малой характерной частоте) сигнал выйдет за пределы области детектирования. Характерная частота сигнала

$$\nu \approx \frac{c}{H_\nu} \approx \frac{1}{\Delta t} = 10^2 \left(\frac{\Delta t}{10^{-2} \text{ с}} \right)^{-1} \text{ Гц} \quad (27)$$

при указанной в нормировке величине Δt попадает в наиболее чувствительную область детекторов LIGO/Virgo. Поэтому при взрыве сверхновой, аналогичной SN 1987A, появилась бы возможность получить сильное ограничение на величину ε .

В 2017 г. детекторами LIGO/Virgo был зарегистрирован гравитационно-волновой всплеск GW170817 [12]. Из его области локализации спустя 1.74 ± 0.05 с телескопом Fermi-GBM был зарегистрирован короткий гамма-всплеск GRB 170817A. Это событие связано, вероятнее всего, со слиянием двух нейтронных звезд или нейтронной звезды и черной дыры с массами объектов $(1.17\text{--}1.60)M_\odot$. При таком слиянии должен генерироваться мощный нейтринный сигнал. Источник, согласно данным оптических наблюдений, находится в галактике NGC 4993 на расстоянии 40 ± 8 Мпк от Земли [30], т. е. примерно 10^3 раз дальше, чем SN 1987A. Отсутствие в наблюдениях LIGO/Virgo аномалий можно объяснить одним из следующих факторов или их комбинацией: малой величиной параметра $\varepsilon \ll 10^{-15}$, большой величиной $\Delta t \gg 10^{-2}$ с или влиянием массы нейтрино и расплыванием нейтринной оболочки до больших Δt при прохождении нейтрино расстояния 40 ± 8 Мпк (согласно формуле (5)) при $m_\nu \geq 0.01$ эВ.

Отметим также, что ньютоновская часть приливного ускорения, создаваемого пролетающей оболочкой, имеет вид

$$a_N \sim 2\pi G \frac{M_\nu}{4\pi r^2} \frac{L}{H_\nu} \quad (28)$$

и создает единичный импульс с амплитудой

$$h = \frac{\delta L}{L} \approx 10^{-56} \left(\frac{r_g}{0.02 \cdot 3 \text{ км}} \right) \times \left(\frac{\Delta t}{10^{-2} \text{ с}} \right) \left(\frac{r}{52 \text{ кпк}} \right)^{-2}, \quad (29)$$

величина которой далеко за пределами возможности наблюдений.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе принципиально обоснована возможность того, что сигнал, зарегистрированный в гравитационном детекторе Geograv во время взрыва сверхновой SN 1987A [13], вероятно, был вызван возмущением гравитационного поля во время пролета через детектор мощного потока нейтрино. Такой сильный сигнал возможен в современных скалярно-тензорных теориях гравитации типа расширения теории Хорндески, в которых гравитационный потенциал зависит не только от массы объекта и расстояния до него, но и от градиента локальной плотности вещества. Эта модель успешно объясняет задержку по времени в 1.4 с между сигналами Geograv и LSD. Сигнал в Geograv обусловлен нейтрино, которые излучаются на начальной стадии до наступления нейтринной непрозрачности, а сигнал в LSD вызван основным потоком нейтрино.

Сигнал от нейтринной оболочки имеет иные поляризационные характеристики по сравнению с обычной гравитационной волной, но он также вызывает колебания твердотельного резонансного детектора после своего прохождения. Еще одно отличие от случая классической гравитационной волны заключается в том, что влияние нейтринной оболочки распространяется не в виде цуга колебаний, т. е. сигнал не содержит внутри своей огибающей периодическую компоненту, как это имеет место при излучении классических гравитационных волн или скалярных гравитационных волн [15] колеблющимся телом.

Показано также, что подобные сигналы можно будет заметить на интерференционных детекторах типа LIGO/Virgo при пролете нейтринных оболочек от взорвавшихся сверхновых.

К сожалению, пока неизвестны точные решения для гравитации движущейся среды в расширенной теории Хорндески, аналогичные решению, полученному в [23, 24]. Поиск таких решений представляет собой сложную нетривиальную задачу. В данной работе мы используем феноменологический подход,

вводя неизвестный параметр ε , который связывает градиент потенциала с градиентом плотности оболочки в системе покоя детектора. Существование подобной связи следует из решения [23, 24]. Данный подход достаточен для обоснования принципиальной возможности объяснения сигнала в детекторе Geograv и исследования экспоненциальной зависимости эффекта от длительности нейтринного сигнала.

Представляло бы интерес при моделировании гравитационного коллапса ядра предсверхновой рассмотреть и сам коллапс в новой теории гравитации (в работе [24] рассматривалась лишь гидростатическая устойчивость компактной звезды) и рассчитать форму нейтринного сигнала. Это позволит исследовать задачу об источнике и детекторе самосогласованно.

Интересен вопрос о том, будет ли присутствовать дополнительный вклад в градиенте потенциала при прохождении излученной оболочки, состоящей из гравитационных волн³⁾? Такая оболочка не расплывается, поэтому сигнал может приходить с больших расстояний. Ответ на этот вопрос пока неизвестен. В расширенной теории Хорндески в стационарном решении, полученном в работе [23], дополнительный вклад в градиент потенциала дает вещество, представленное в тензоре энергии-импульса. Неизвестно, может ли давать аналогичный вклад гравитационная волна, т. е. псевдотензор энергии-импульса гравитационного поля.

Финансирование работы. Исследование выполнено при поддержке Программы сотрудничества CNRS/РФФИ 2018–2020 № 1985 (Франция), гранта Российского фонда фундаментальных исследований № 18-52-15001 НЦНИ-а (Россия) «Модифицированная гравитация и черные дыры: непротиворечивые модели и экспериментальные проявления» и Национальной программы космологии и галактик CNRS/INSU, Франция.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дж. Бакал, *Нейтринная астрофизика*, Мир, Москва (1993).
2. V. L. Dadykin, G. T. Zatsepin, V. B. Korchagin et al., *Письма в ЖЭТФ* **45**, 464 (1987).
3. L. Stella and L. Treves, *Astron. Astrophys.* **185**, L5 (1987).

³⁾ Авторы выражают признательность рецензенту статьи за указание на эту возможность.

4. W. Hillebrandt, P. Hofflich, and P. Kafka, *Astron. Astrophys.* **180**, L20 (1987).
5. A. De Rujula, *Phys. Lett. B* **193**, 514 (1987).
6. V. S. Berezhinsky, C. Castagnoli, V. I. Dokuchaev et al., *Nuovo Cim.* **11**, 287 (1988).
7. В. Л. Дадькин, Г. Т. Зацепин, О. Г. Ряжская, *УФН* **158**, 139 (1989).
8. В. С. Имшенник, Д. К. Надежин, *УФН* **156**, 561 (1988).
9. В. С. Имшенник, О. Г. Ряжская, *Письма в Астрон. ж.* **30**, 17 (2004).
10. Г. С. Бисноватый-Коган, С. Г. Моисеенко, Н. В. Арделян, *ЯФ* **81**, 257 (2018).
11. F. Vissani, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **42**, 013001 (2015); arXiv:1409.4710 [astro-ph.HE].
12. B. P. Abbott, R. Abbott, T. D. Abbott et al., *Phys. Rev. Lett.* **119**, 161101 (2017); arXiv:1710.05832 [gr-qc].
13. E. Amaldi, P. Bonifazi, M. G. Castellano et al., *Europhys. Lett.* **3**, 1325 (1987).
14. M. Aglietta, A. Castellina, W. Fulgione et al., *Nuovo Cim. C* **14**, 171 (1991).
15. Yu. V. Baryshev, *Astrophysics* **40**, 244 (1997).
16. M. Crisostomi, K. Koyama, and G. Tasinato, *JCAP* **04**, 044 (2016); arXiv:1602.03119 [hep-th].
17. J. Ben Achour, D. Langlois, and K. Noui, *Phys. Rev. D* **93**, 124005 (2016); arXiv:1602.08398 [gr-qc].
18. A. I. Vainshtein, *Phys. Lett. B* **39**, 393 (1972).
19. E. Babichev and C. Deffayet, *Class. Quant. Grav.* **30**, 184001 (2013); arXiv:1304.7240 [gr-qc].
20. А. В. Засов, К. А. Постнов, *Общая астрофизика*, Век 2, Фрязино (2016).
21. Г. Т. Зацепин, *Письма в ЖЭТФ* **8**, 333 (1968).
22. Д. С. Горбунов, В. А. Рубаков, *Введение в теорию ранней Вселенной: Теория горячего Большого взрыва*, URSS, Москва (2016).
23. T. Kobayashi, Y. Watanabe, and D. Yamauchi, *Phys. Rev. D* **91**, 064013 (2015); arXiv:1411.4130 [gr-qc].
24. R. Saito, D. Yamauchi, S. Mizuno et al., *Astropart. Phys.* **06**, 008 (2015); arXiv:1503.01448 [gr-qc].
25. G. W. Horndeski, *Int. J. Theor. Phys.* **10**, 363 (1974).
26. Э. Амальди, Г. Пиццелла, в сб. *Астрофизика, кванты и теория относительности*, Мир, Москва (1982), с. 241.
27. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Теория упругости*, Наука, Москва (1965).
28. D. K. Nadezhin, *Astrophys. Space Sci.* **53**, 131 (1978).
29. J. K. Becker, F. Halzen, A. O'Murchadha et al., arXiv:1003.4710 [astro-ph.HE].
30. B. P. Abbott, R. Abbott, T. D. Abbott et al., *Astrophys. J. Lett.* **848**, L12 (2017); arXiv:1710.05833 [astro-ph.HE].