Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

В. И. Денисов, И. П. Денисова, С. И. Свертилов, Об одной возможности изучения гравитационных свойств нейтрино, *ТМФ*, 2004, том 138, номер 1, 167–176

DOI: <https://doi.org/10.4213/tmf6>

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 35.173.219.12

26 апреля 2023 г., 14:46:09

© 2004 г. В. И. Денисов*, И. П. Денисова[†], С. И. Свертилов*

ОБ ОДНОЙ ВОЗМОЖНОСТИ ИЗУЧЕНИЯ ГРАВИТАЦИОННЫХ СВОЙСТВ НЕЙТРИНО

Рассмотрено влияние гравитационного поля импульса нейтрино, излучаемого при коллапсе ядра предсверхновой, на наблюдаемые оптические спектры излучения атомов, находящихся на ее поверхности. Показано, что при современном уровне развития экспериментальной техники нейтринный мониторинг, дополненный оптическим мониторингом кандидатов в сверхновые, дает уникальную возможность проверить выполнение принципа эквивалентности Эйнштейна для каждого из трех сортов нейтрино (электронного, мюонного, тау-лептонного) и их античастиц, оценить изменение гравитационного потенциала на поверхности звезды в момент излучения нейтринного импульса, а также получить новым способом верхние ограничения на величины массы этих нейтрино.

Ключевые слова: гравитационные свойства нейтрино, гравитационное красное смещение частоты, метрика Вайдья, вспышка сверхновой, нейтринный импульс.

1. ВВЕДЕНИЕ

Элементарные частицы, как известно, представляют собой наименьшие “кирпичики” вещества, которые могут существовать в свободном состоянии. Поэтому изучение всех свойств этих составных частей материи и их кваркового строения представляет собой одну из важнейших задач современной физики.

К настоящему времени в результате большого объема работ, выполненного теоретиками и экспериментаторами, более или менее хорошо изучены свойства элементарных частиц при электромагнитных, слабых (электрослабых) и сильных взаимодействиях. Это изучение потребовало построения гигантских ускорителей, существенного развития методики экспериментов и создания приборов на новых физических принципах.

По сравнению с этими достижениями результаты экспериментального изучения гравитационных свойств элементарных частиц выглядят значительно скромнее. Как известно, прямых экспериментов по изучению гравитационных свойств элементарных частиц к настоящему времени выполнено очень мало: в основном это эксперименты по измерению времени свободного падения медленных электронов [1] и нейтронов [2] в гравитационном поле Земли, а также эксперименты по изучению влияния этого поля на

---

*Московский государственный университет, Москва, Россия. E-mail: denisov@srd.sinp.msu.ru

[†]Российский государственный технологический университет, Москва, Россия

квантовую интерференцию нейтронов [3]. К этим экспериментам следует добавить измерение угла отклонения фотонов в гравитационном поле Солнца, и мы практически исчерпаем весь перечень выполненных экспериментов.

Отметим, что некоторые из этих экспериментов из-за недостаточной теоретической проработки не дали четкого ответа на главный вопрос. В частности, как справедливо отмечено в работе [4], эксперименты [1] с медленно движущимися электронами не позволяют ничего сказать о гравитационной массе электрона, так как внутри проводящей дрейфовой камеры гравитационная сила, действующая на электрон, полностью компенсируется электрической силой, вызванной перераспределением свободных электронов в стенках этой камеры под действием того же внешнего гравитационного поля. Так как такая компенсация происходит при любом значении отношения гравитационной массы электрона к его инертной массе (даже при равном нулю или отрицательном!), то этот эксперимент оказывается нечувствительным ни к величине гравитационной массы электрона, ни к ее знаку.

Поэтому результатом гравитационных экспериментов [1] с электронами является лишь утверждение [4], что сила гравитации, действующая на электроны в проводящей стенке дрейфовой камеры, совпадает с силой гравитации, действующей на свободные электроны, находящиеся на оси этой камеры. Этот пример наглядно демонстрирует важность полной и всесторонней теоретической разработки экспериментов по изучению гравитационных свойств элементарных частиц.

Таким образом, гравитационных экспериментов с элементарными частицами выполнено очень мало и, к сожалению, не со всеми из них. В настоящее время в связи с успехами нейтринной физики появилась уникальная возможность начать изучение гравитационных свойств потоков нейтрино, возникающих при вспышках сверхновых.

Как известно [5]–[7], вспышки сверхновых II типа являются одними из наиболее мощных источников нейтринного излучения, которые существуют в природе. Так как в окрестности Земли поток нейтрино от таких вспышек может достигать измеримых величин [8], то все современные нейтринные станции, наряду с осуществлением других экспериментов, работают в режиме мониторинга по поиску нейтринных импульсов от ожидаемых вспышек сверхновых II типа в нашей Галактике и в ближайших соседних галактиках. Впервые нейтринные импульсы от вспышки сверхновой были зарегистрированы в 1987 году [7]. Этот успех нейтринной физики позволяет провести изучение гравитационных свойств нейтрино. Рассмотрим имеющиеся возможности для такого изучения.

Предположим, что нейтринный импульс при вспышке сверхновой II типа излучается сферически-симметрично. Тогда гравитационное поле вне такой звезды будет описываться метрикой Вайдья [9], найденной еще в 1949 году:

$$ds^2 = \left(1 - \frac{2GM(w)}{c^2 r}\right) c^2 dw^2 + 2c dw dr - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2), \quad (1)$$

где G – гравитационная постоянная. В это выражение, в отличие от метрики Шварцшильда, входит масса звезды $M(w)$, которая зависит от запаздывающего времени w Эддингтона–Финкельштейна [10], и эта зависимость определяется законом излучения звезд.

ды: $dM(w)/dw = -f(w)/c^2$, где $f(w)$ – количество энергии, уносимой нейтрино по всем направлениям в единицу времени. Так как масса излучающей звезды изменяется с течением времени, то движение массивных и безмассовых частиц в гравитационном поле этой звезды происходит иначе, чем в гравитационном поле Шварцшильда. Геодезические пространства Вайдья были исследованы только в самое последнее время [11], [12].

Используя выражение (1), исследуем вопрос о том, какое влияние окажет гравитационное поле нейтринного импульса на оптические спектры атомов, находящихся на поверхности звезды, являющейся предсверхновой II типа. Для этого рассмотрим сначала типичный сценарий эволюции звезды, приводящий к вспышке сверхновой II типа.

По современным представлениям [6], [7] звезды-гиганты с массой более $8M_\odot$ и радиусом несколько $R_\odot$ ($M_\odot$, $R_\odot$ – масса и радиус Солнца) на определенной стадии своей эволюции претерпевают гравитационный коллапс ядра, сопровождаемый интенсивным импульсом нейтринного излучения, уносящим гигантское количество энергии – до 10^{54} эрг. Этот коллапс происходит очень быстро (менее чем за секунду) и приводит к образованию нейтронной звезды, радиус которой очень мал (≤ 20 км). Следует особо подчеркнуть, что условия на ее поверхности сохраняются неизменными еще некоторое время после излучения нейтринного импульса. Согласно гидродинамическим расчетам [5] это время может достигать 10^3 – 10^4 с, после чего ударная волна, идущая от центра, достигает поверхности и начинается оптическая вспышка с разлетом оболочки сверхновой. Поэтому после излучения нейтринного импульса и до выхода ударной волны на поверхность звезды имеется достаточный промежуток времени, в течение которого можно изучать влияние гравитационного поля нейтрино на оптические спектры атомов, находящихся вблизи невозмущенной поверхности предсверхновой.

Сдвиг частот оптических спектров таких атомов, зависящий от метрического тензора g_{mn} в точках A и B , где расположены соответственно наблюдатель и источник оптического излучения, описывается выражением [13]

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} = \frac{\omega - \omega_0}{\omega} = \frac{g_{mn}(B)K_B^m u_B^n}{g_{pl}(A)K_A^p u_A^l} - 1, \quad (2)$$

где K_A^p и K_B^m – волновой вектор фотона в точках A и B , u_A^l и u_B^n – 4-векторы скорости наблюдателя и источника излучения.

Таким образом, для расчета величины $\Delta\omega/\omega_0$ нам необходимо найти закон изменения волнового вектора фотона при его радиальном движении с поверхности звезды к наблюдателю в гравитационном поле Вайдья.

2. РАДИАЛЬНЫЕ ГЕОДЕЗИЧЕСКИЕ ДЛЯ ФОТОНОВ В МЕТРИКЕ ВАЙДЬЯ

Уравнения геодезических для безмассовой частицы, движущейся в радиальном направлении в пространстве Вайдья (1), имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{dK^0}{d\sigma} - \frac{GM}{c^2 r^2} (K^0)^2 &= 0, \\ \frac{dK^r}{d\sigma} + \left[\frac{GM}{c^2 r^2} \left(1 - \frac{2GM}{c^2 r} \right) - \frac{G}{c^2 r} \frac{dM}{dw} \right] (K^0)^2 + \frac{2GM}{c^2 r^2} K^0 K^r &= 0, \end{aligned} \quad (3)$$

где $K^i = dx^i/d\sigma$. Решение этих уравнений производится по-разному, в зависимости от направления движения частицы.

Так как интервал для безмассовой частицы равен нулю ($ds^2 = 0$), то для ее радиального движения получим

$$\left[\left(1 - \frac{2GM}{c^2 r} \right) K^0 + 2K^r \right] K^0 = 0.$$

Поэтому два уравнения (3) можно свести к одному уравнению

$$d\mathcal{E} = -\frac{GK^0}{c^2 r} dM, \quad (4)$$

если компоненту K^r выразить через K^0 согласно равенству

$$K^r = \mathcal{E} - \left(1 - \frac{2GM}{c^2 r} \right) K^0, \quad (5)$$

где, в соответствии с физическим смыслом, $\mathcal{E} \geq 0$.

В этом случае уравнение $g_{mn} K^m K^n = 0$ дает

$$\left[2\mathcal{E} - \left(1 - \frac{2GM}{c^2 r} \right) K^0 \right] K^0 = 0. \quad (6)$$

Это уравнение имеет два корня $K^0 = 2\mathcal{E}r/(r - 2GM/c^2)$ и $K^0 = 0$. Рассмотрим их.

Пусть $K^0 = 2\mathcal{E}r/(r - 2GM/c^2)$. Тогда соотношения (4) и (5) примут вид

$$d\mathcal{E} = -\frac{2r\mathcal{E}G dM}{c^2(r - 2GM/c^2)}, \quad K^r = \frac{dr}{d\sigma} = -\mathcal{E}. \quad (7)$$

Так как $\mathcal{E} \geq 0$, то этот случай соответствует радиальному движению безмассовой частицы к центру. Для нахождения решения уравнений (7) в параметрической форме радиальную координату r удобно представить в виде

$$r(F) = \frac{2[\mathcal{E}(F) + FGM(F)/c^2]}{F}, \quad (8)$$

где F — некоторый параметр.

Тогда из первого уравнения системы (7) следует, что

$$\mathcal{E}(F) = \mathcal{E}_0 - \frac{G}{c^2} \int_{F_0}^F \frac{dM}{dF} F dF. \quad (9)$$

Используя выражения для K^0 , K^r и $r(F)$, можно получить

$$\frac{dw}{dF} = \frac{2[\mathcal{E} + FGM(F)/c^2]}{F^2}, \quad d\sigma = 2\frac{dF}{F^2}.$$

Интегрируя эти уравнения, найдем

$$w = w_0 + 4 \int_{F_0}^F \frac{[\mathcal{E} + FGM(F)/c^2] dF}{F^2}, \quad \sigma = \sigma_0 - \frac{2}{F}.$$

Эти выражения, вместе с (8) и (9), по заданной зависимости $M = M(F)$ массы звезды от параметра F позволяют определить закон радиального движения безмассовой частицы к излучающей звезде.

Рассмотрим теперь второй корень $K^0 = 0$ уравнения (6). В этом случае из выражений (4) и (5) имеем

$$d\mathcal{E} = 0, \quad K^r = \mathcal{E}. \quad (10)$$

Отсюда следует, что

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 = \text{const}, \quad r = r_0 + \mathcal{E}_0 \sigma, \quad w = w_0 = \text{const}. \quad (11)$$

Так как $\mathcal{E}_0 \geq 0$, то выражения (10) и (11) описывают радиальное движение безмассовой частицы от излучающей звезды. Поскольку в каждой точке траектории скорость рассматриваемой безмассовой частицы совпадает со скоростью распространения излучения звезды, то запаздывающее время для безмассовой частицы оказывается постоянным во всех точках ее траектории.

3. ЭФФЕКТЫ, ВЫЗЫВАЕМЫЕ ГРАВИТАЦИОННЫМ ПОЛЕМ ИМПУЛЬСА НЕЙТРИНО

В результате излучения нейтринного импульса масса звезды, входящая в выражение (1), уменьшается. Поэтому после прохождения нейтринного импульса наблюдатель на Земле зарегистрирует изменение величины гравитационного красного смещения частот оптических спектров атомов, находящихся на поверхности звезды. Оценим величину этого изменения.

Обозначим собственную частоту излучения покоящегося атома в отсутствие гравитационного поля через ω_0 , радиус звезды через R_0 , ее массу до излучения нейтринного импульса через M_0 . Подставляя в выражение (2) компоненты метрического тензора (1) и учитывая, что для радиально движущегося фотона $K_A^m = K_B^m = \mathcal{E}$, получим

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} = \frac{(1 - 2GM/(c^2 R_0))u_B^0}{(1 - 2GM/(c^2 r))u_A^0} - 1, \quad (12)$$

где r — расстояние от звезды до наблюдателя. Для атома, покоящегося на поверхности звезды, $u_B^0 = \sqrt{g_{00}(B)}$. Поэтому для наблюдателя, находящегося достаточно далеко ($r \rightarrow \infty$) от сверхновой и покоящегося относительно нее, из выражения (12) имеем

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} = \sqrt{1 - \frac{2GM}{c^2 R_0}} - 1 \approx -\frac{GM}{c^2 R_0}.$$

В случае движения наблюдателя относительно звезды частота ω_1 излучения атома, покоящегося на поверхности звезды, измеряемая наблюдателем, находящимся на пространственной бесконечности, будет равна

$$\omega_1 = \omega_0 \left[1 - \frac{GM}{c^2 R_0} \right] + \omega_D, \quad (13)$$

где ω_D — доплеровская поправка, обусловленная относительным движением атома и наблюдателя.

Величина ω_D , входящая в правую часть этой формулы, является неопределенной величиной. Но так как нейтринный импульс не изменяет состояния движения внешних слоев звезды, то частота ω_D некоторое время остается той же самой, что и до прохождения импульса, и выполняет тем самым роль аддитивной постоянной. Поэтому единственной причиной изменения частоты излучения атома, измеряемой удаленным наблюдателем сразу же после прохождения мимо него нейтринного импульса, будет изменение гравитационной массы звезды, а следовательно, и изменение гравитационного потенциала в месте нахождения атома.

Таким образом, после прохождения нейтринного импульса удаленный наблюдатель измерит частоту

$$\omega_2 = \omega_0 \left[1 - \frac{G(M_0 - \Delta M)}{c^2 R_0} \right] + \omega_D, \quad (14)$$

где ΔM — суммарная активная гравитационная масса, унесенная нейтрино и антинейтрино всех сортов.

Введем обозначения E_1, E_2, E_3 для энергий, унесенных электронными, мюонными и тау-лептонными нейтрино, соответственно, а $\tilde{E}_1, \tilde{E}_2, \tilde{E}_3$ — для энергий их античастиц.

Из теории следует [5], [6], что генерация нейтрино в результате коллапса происходит в два этапа: сначала в течение очень короткого (~ 10 мс) промежутка времени в результате реакции нейтронизации $e + p \rightarrow n + \nu$ образуются электронные нейтрино, которые уносят малую долю ($\sim 0.01\%$) энергии связи нейтронной звезды (так называемая начальная или динамическая фаза), затем излучается основной поток нейтрино в течение так называемой фазы теплового охлаждения. Длительность фазы теплового охлаждения определяется временем диффузии нейтрино из внутренних областей сколлапсировавшей звезды. Оно составляет по разным оценкам $\simeq 1-10$ с. Численные расчеты показывают, что в фазе теплового охлаждения каждый тип нейтрино (электронный, мюонный, тау-лептонный и соответствующие антинейтрино) уносит почти одинаковое количество энергии. Таким образом, энергия нейтринного излучения при вспышке сверхновой II типа распределяется между шестью компонентами нейтрино и антинейтрино примерно поровну. Поэтому все эти величины имеют одинаковый порядок.

Полагая для большей степени общности, что разные сорта нейтрино вносят разный вклад в гравитационную массу звезды, получим

$$\Delta M = \frac{1}{c^2} [E + \eta_1 E_1 + \eta_2 E_2 + \eta_3 E_3 + \tilde{\eta}_1 \tilde{E}_1 + \tilde{\eta}_2 \tilde{E}_2 + \tilde{\eta}_3 \tilde{E}_3], \quad (15)$$

где $E = E_1 + E_2 + E_3 + \tilde{E}_1 + \tilde{E}_2 + \tilde{E}_3$, а $\eta_1, \eta_2, \eta_3, \tilde{\eta}_1, \tilde{\eta}_2, \tilde{\eta}_3$ — коэффициенты, характеризующие меру возможного нарушения принципа эквивалентности для соответствующего сорта нейтрино или антинейтрино: если какой-либо из коэффициентов η или $\tilde{\eta}$ будет отличен от нуля, то отвечающий ему сорт нейтрино или антинейтрино будет нарушать принцип эквивалентности. В общей теории относительности, как известно [14], принцип эквивалентности должен выполняться, поэтому все коэффициенты η и $\tilde{\eta}$, входящие в выражение (15), в теории Эйнштейна строго равны нулю.

Из выражений (13) и (14) следует, что разность $\Delta\omega = \omega_1 - \omega_2$ частот излучения атома до и после прохождения нейтринного импульса будет зависеть только от радиуса звезды R_0 и суммарной активной гравитационной массы, унесенной нейтрино и антинейтрино:

$$\Delta\omega = \frac{G\omega_0 E}{c^4 R_0} \left[1 + \eta_1 \frac{E_1}{E} + \eta_2 \frac{E_2}{E} + \eta_3 \frac{E_3}{E} + \tilde{\eta}_1 \frac{\tilde{E}_1}{E} + \tilde{\eta}_2 \frac{\tilde{E}_2}{E} + \tilde{\eta}_3 \frac{\tilde{E}_3}{E} \right]. \quad (16)$$

Поэтому все оптические спектры атомов, находящихся на поверхности звезды, сразу же после излучения нейтринного импульса претерпят смещение частоты, и единственной причиной этого смещения будет уменьшение гравитационного потенциала звезды, вызванное потерей части ее энергии за счет нейтринного импульса. Все другие физические факторы, влияющие на частоту оптического излучения (температура, скорость атома и звезды в целом относительно наблюдателя, магнитные поля на поверхности звезды и т.п.), в течение некоторого промежутка времени, до выхода ударной волны на поверхность сверхновой, будут оставаться практически теми же, что и до излучения импульса нейтрино.

Таким образом, если нейтринные измерения (т.е. измерения $E_i, \tilde{E}_i, i = 1, 2, 3$) дополнить оптическими измерениями (т.е. измерениями ω_1, ω_2 и оценкой величины R_0), то после обработки результатов наблюдений шести взрывов сверхновых II типа с различающимися долями энергий, унесенных нейтрино и антинейтрино (т.е. разными отношениями E_i/E и $\tilde{E}_i/E, i = 1, 2, 3$), появляется уникальная возможность проверить справедливость принципа эквивалентности Эйнштейна для всех шести компонент нейтринного излучения. Это, по-видимому, единственная возможность проверки принципа эквивалентности для всех сортов нейтрино и антинейтрино, предоставленная в наше распоряжение природой.

Аналогичное влияние гравитационное поле нейтрино должно оказать и на сплошную (тепловую) часть спектра излучения звезды. В этом случае изменение гравитационного потенциала звезды из-за потери части ее энергии за счет нейтринного импульса приведет к тому, что максимум спектра сдвинется в фиолетовую сторону на величину, определяемую формулой (16), что можно интерпретировать как изменение температуры излучения из-за изменения гравитационного потенциала. Поэтому изменение температуры излучения, вызываемое изменением гравитационного потенциала звезды, измеренное по смещению максимума сплошного спектра, будет равно $\Delta T/T = GE/(c^4 R_0)$.

Следует отметить то немаловажное обстоятельство, что величина гравитационного смещения частоты (16) не зависит от расстояния между сверхновой и наблюдателем. Это позволяет использовать данный эффект для измерений и в случае очень далеких сверхновых, лишь бы был зарегистрирован момент прихода нейтринного импульса, что

служит определенной гарантией того, что сдвиг частоты произошел из-за излучения нейтринного импульса звездой, а не, скажем, из-за изменения скорости звезды в результате соударения или иной причины.

Оценим имеющиеся возможности регистрации нейтринных импульсов существующими и создаваемыми нейтринными установками. Нейтринный импульс от сверхновой SN1987A был зарегистрирован на пределе чувствительности установок IBM и Kamiokande 2. С учетом того, что чувствительность в нейтринных экспериментах определяется массой m “просматриваемого” объема V , предельное число отсчетов N , регистрируемых от источника, находящегося на расстоянии d , можно оценить как [15]

$$\frac{N}{N_{\text{SN 1987A}}} = \frac{m}{m_{\text{Kam}}} \left(\frac{d_{\text{SN 1987A}}}{d} \right)^2, \quad (17)$$

где $N_{\text{SN 1987A}} = 11$ – число отсчетов, зарегистрированных установкой Kamiokande 2 во время вспышки сверхновой SN1987A, $d_{\text{SN 1987A}} \sim 52$ кпк – расстояние до сверхновой SN1987A, $m_{\text{Kam}} \sim 2.1$ кт – масса чувствительного объема установки Kamiokande 2.

В большинстве экспериментов используется регистрация черенковского излучения, испускаемого продуктами взаимодействий нейтрино – главным образом электронами и мюонами. При этом в качестве детектирующей среды используются большие объемы воды или льда. Поэтому при оценке чувствительности в формуле (17) отношение масс может быть заменено отношением соответствующих объемов. На создаваемой новой глубинной нейтринной установке AMANDA [15] предполагается достичь эффективного объема почти на два порядка выше, чем на установках IBM и Kamiokande 2. Как следует из (17), это даст принципиальную возможность регистрации нейтринных импульсов, возникающих при коллапсе звезд в галактиках Местной группы M31 и M33 (расстояние $d \sim 600$ кпк).

Ожидаемая частота звездного коллапса в нашей Галактике и туманности Андромеды (M31) по наиболее оптимистичным оценкам составляет ~ 0.1 событий/год. Для галактик-спутников Большого и Малого Магеллановых Облаков, а также M33 эта величина в несколько раз меньше. Таким образом, в принципе можно ожидать регистрацию нейтринных импульсов, возникающих при коллапсе звезд в галактиках Местной группы, каждые несколько лет. Однако с учетом того, что не каждый коллапс сопровождается наблюдаемой вспышкой сверхновой, ожидаемая частота событий, пригодных для проведения анализа гравитационных свойств нейтрино, будет существенно меньше.

В этом плане большое значение имеет такое улучшение чувствительности нейтринных установок, которое сделает доступной регистрацию коллапса звезд в галактиках, относящихся к Местному скоплению (расстояние $d \sim 6$ Мпк). В обсуждаемом в настоящее время проекте IceCube, в котором регистрация нейтрино будет происходить по черенковскому свечению вторичных заряженных частиц в больших объемах льда, должен быть обеспечен эффективный объем ~ 1 км³ и, соответственно, чувствительная масса $\sim 10^9$ т, что согласно (17) обеспечивает чувствительность, достаточную для наблюдения нейтринных источников в галактиках Местного скопления.

Сделаем оценки величины рассмотренных эффектов на примере вспышки сверхновой SN1987A, происшедшей в 1987 году в Большом Магеллановом Облаке. Как

известно [5]–[7], в этом случае предсверхновой являлась голубая звезда-гигант Sanduleak В 31 – 69°202, которая по различным оценкам имела массу $M = (10\text{--}30) M_\odot$ и радиус $R = 30 R_\odot$. При коллапсе ядра этой звезды наблюдалось [7] два очень резких нейтринных импульса, которые по разным оценкам унесли от $2 \cdot 10^{53}$ до $5 \cdot 10^{53}$ эрг энергии звезды. Поэтому, принимая $E = 4 \cdot 10^{53}$ эрг и полагая для простоты все коэффициенты η и $\tilde{\eta}$ равными нулю, мы имеем $\Delta\omega/\omega_0 = 1.5 \cdot 10^{-8}$. Так как характеристики SN 1987A являются типичными для всех сверхновых II типа, то точность измерения $\Delta\omega/\omega_0$ при проведении мониторинга звезд-кандидатов в сверхновые II типа должна быть не ниже 10^{-9} . Как следует из формул (13) и (14), для этого необходимо измерить с такой точностью лишь частоты ω_1 и ω_2 до и после прохождения нейтринного импульса. Все другие величины – R_0 , ω_0 , E_i , $\tilde{E}_i$, $i = 1, 2, 3$, – могут быть известны с существенно меньшей точностью (в рассматриваемом нами примере на восемь порядков ниже).

Так как в настоящее время в лабораторных условиях при измерении частоты оптических спектров атомов с учетом тонкой структуры линий достигнута точность $\Delta\omega/\omega \sim 10^{-14}$, то первой задачей на пути осуществления предлагаемой программы является разработка аналогичной методики для прецизионных измерений спектральных линий звезд. Кроме того, немаловажное значение имеют и чисто астрономические аспекты эксперимента. В частности, при проведении оптического мониторинга кандидатов в сверхновые необходим достаточно скрупулезный учет изменений величины и направления скорости наблюдателя, находящегося на Земле, а также и других условий за время между измерениями частот ω_1 и ω_2 с тем, чтобы влияние этих факторов можно было вычесть из измеренной величины $\Delta\omega$.

До сих пор мы полагали, что масса нейтрино равна нулю. Если же нейтрино обладают некоторой отличной от нуля массой [16], то наблюдатель на Земле зарегистрирует гравитационное смещение оптических спектров предсверхновой раньше прихода от нее нейтринного импульса. Поскольку, как предполагают, массы разных типов нейтрино могут быть существенно различны, то нейтринный импульс будет растянут таким образом, что события “хвоста” импульса будут соответствовать более массивным типам нейтрино. Поэтому можно будет разделять разные типы нейтрино. В этом случае по величине запаздывания нейтринного импульса относительно момента изменения оптического спектра можно будет получить верхние ограничения на величины массы нейтрино [16].

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, если нейтринный мониторинг дополнить оптическим спектрометрическим мониторингом предсверхновых, то полученные данные позволят проверить выполнение принципа эквивалентности Эйнштейна для каждого из трех сортов нейтрино (электронного, мюонного, тау-лептонного) и их античастиц, оценить изменение гравитационного потенциала (метрики) на поверхности звезды в момент излучения нейтринного импульса, а также получить новым способом верхние ограничения на величины массы этих нейтрино.

Измерение с требуемой точностью спектральных линий звезд-гигантов, которые являются кандидатами в предсверхновые, их оптический и нейтринный мониторинг, возможно, будут представлять собой достаточно сложные технические задачи. Но осуществление этой программы позволит получить новые фундаментальные данные о природе гравитационного взаимодействия для всех сортов нейтрино и антинейтрино, а также еще глубже проверить самосогласованность теоретических моделей эволюции звезд в ходе их превращения в сверхновые.

Список литературы

- [1] *F. C. Witteborn, W. M. Fairbank.* Phys. Rev. Lett. 1967. V. 19. P. 1049.
- [2] *J. W. T. Dabbs, J. A. Harwey, D. Paya, H. Horstmann.* Phys. Rev. 1965. V. 139. P. 756.
- [3] *R. Colella, A. W. Overhauser, S. A. Werner.* Phys. Rev. Lett. 1975. V. 34. P. 1742.
- [4] *T. W. Darling, F. Rossi, G. I. Opat, G. F. Moorhead.* Rev. Mod. Phys. 1992. V. 64. P. 237.
- [5] *В. С. Имшенник, Д. К. Надёжин.* УФН. 1988. Т. 156. № 4. С. 561.
- [6] *Д. Р. Моррисон.* УФН. 1988. Т. 156. № 4. С. 719.
- [7] *K. S. Hirata, T. Kajita, M. Koshiba et al.* Phys. Rev. Lett. 1987. V. 58. P. 1490.
- [8] *Г. Т. Зацепин, О. Г. Ряжская.* УФН. 1985. Т. 146. № 4. С. 713.
- [9] *P. C. Vaidya.* Proc. Indian Acad. Sci. Sect. A. 1949. V. 31. P. 264.
- [10] *С. Чандрасекар.* Математическая теория черных дыр. М.: Мир, 1986.
- [11] *В. И. Григорьев, И. П. Денисова.* Параметрический метод интегрирования уравнений геодезического движения в пространстве Вайдья. Препринт № 2000-11/615. М.: НИИЯФ МГУ, 2000.
- [12] *I. P. Denisova, A. A. Zubrilo.* Gravit. Cosmol. 2000. V. 6. № 3. P. 251.
- [13] *О. С. Иваницкая.* Лоренцев базис и гравитационные эффекты в эйнштейновой теории тяготения. Минск: Наука и техника, 1979.
- [14] *К. Уилл.* Теория и эксперимент в гравитационной физике. М.: Энергоатомиздат, 1985.
- [15] *T. Neunhoffer.* AMANDA: current status. In: Proc. 27th ICRC. V. 3 (7–12 August, 2001, Hamburg, Germany). Eds. K. H. Kampert, G. Heinzelmann, C. Spiering. Hamburg: Copernicus Gesellschaft, 2001. P. 125.
- [16] *Г. Т. Зацепин.* Письма в ЖЭТФ. 1968. Т. 8. С. 333.

Поступила в редакцию 29.X.2002 г.