

П И С Ь М А
В ЖУРНАЛ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ
И ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

ОСНОВАН В 1965 ГОДУ
 ВЫХОДИТ 24 РАЗА В ГОД

ТОМ 64, ВЫПУСК 12
 25 ДЕКАБРЯ, 1996

Письма в ЖЭТФ, том 64, вып.12, стр.817 - 822

© 1996г. 25 декабря

ГРАВИТАЦИОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ПРИ ВЗРЫВАХ СВЕРХНОВЫХ
ЗВЕЗД

М.В.Сажин, С.Д.Устюгов, В.М.Чечеткин**

*Государственный астрономический институт им.П.К.Штернберга
 119899 Москва, Россия*

**Институт прикладной математики им.М.В.Келдыша
 125047 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 4 ноября 1996 г.

Рассмотрено гравитационное излучение, возникающее при образовании прото-нейтронной звезды. При этом внутри звезды развиваются в основном крупномасштабные неоднородности. Профиль энтропии и плотности таких неоднородностей формирует фигуру, похожую на "гриб" ядерного взрыва. Пузырь горячей нейтронной материи всплывает к поверхности звезды, подобно "грибу" взрыва в земной атмосфере. Количество таких пузырей, всплывающих одновременно, меняется от шести до двух в зависимости от симметрии рассматриваемой картины. Характерные массы таких пузырей составляют $0.01M_{\odot}$, а скорости радиального движения достигают $\sim 0.1c$. При одном цикле всплывания пузырей излучаемая в виде гравитационных волн энергия составляет $\sim 10^{-2}M_{\odot}c^2 - 10^{-10}M_{\odot}c^2$. Такие циклы во время остывания нейтронной звезды повторяются неоднократно. Эта фаза может длиться вплоть до секунды. Полная энергия, высвечивающаяся в виде гравитационного излучения, может достигать $10^{-1}M_{\odot}c^2$.

PACS: 95.30.-k

Взрывы сверхновых звезд, сопровождающиеся коллапсом ядра с образованием нейтронной звезды или черной дыры, долгое время были кандидатом номер один для планируемых и работающих детекторов гравитационных волн [1]. Последние годы стало понятно, что наиболее реалистичным является открытие гравитационного импульса от сливающихся нейтронных звезд в двойных системах (см. обзоры [2, 3]).

Тем не менее, импульс гравитационного излучения (ГИ), образующийся при коллапсе, и его физические характеристики представляют интерес как для гравитационно-волнового эксперимента, так и для физики нейтронных

звезд. Общее выделение энергии в виде ГИ, а также форма импульса, образующегося при коллапсе, являлись до сих пор величинами, не полученными на основе определенной модели взрыва сверхновой звезды. Достаточно указать, что оценка энерговыделения при коллапсе в виде ГИ меняется от $0.1M_{\odot}$ в экстремальном случае до $10^{-9}M_{\odot}$ в пессимистических оценках [2, 3].

Наши оценки ГИ при взрыве сверхновой связаны с идеей взрывной конвективной неустойчивости в протонейтронной звезде из-за неравновесной нейтронизации вещества при высоких плотностях. Моделирование коллапса и нестационарного остывания нейтронной звезды проводилось численными методами при использовании простой модели невращающейся нейтронной звезды. Для решения второй части поставленной задачи – нахождения формы гравитационного импульса и характерных признаков, позволяющих наблюдателям определить основные параметры нейтронных звезд, мы используем простую аналитическую модель движения вещества.

Современные представления о последних мгновениях эволюции звезды приводят к выводу о последующей стадии коллапса звезды из-за нейтронизации вещества в ее ядре. Процесс коллапса идет в высшей степени неоднородно. Выделяется коллапсирующее центральное ядро с массой $\sim 1M_{\odot}$, окруженное зависшей оболочкой, в которой сосредоточена основная масса звезды [4]. В последующем коллапсирующее ядро останавливается при ядерных плотностях, что приводит к образованию отошедшей ударной волны, и начинается процесс неравновесной нейтронизации остановившегося ядра звезды. Такой процесс нейтронизации ведет к росту энтропии в центре этого ядра, то есть в центре ядра образуется горячее вещество. Такая структура является неустойчивой по отношению к развитию гидродинамических движений.

В работе [5] проведены трехмерные расчеты развития гидродинамической неустойчивости в протонейтронной звезде с избытком энтропии в центре. Численными методами решались гидродинамические уравнения Эйлера без вязкости. Использовалась разностная схема TVD с расщеплением по пространству (детали см. в [5]). Характерное распределение поднимающегося вещества в виде крупномасштабных неоднородностей энтропии представлено на рис.1. На этом рисунке даны контуры постоянного значения энтропии как функции времени. Поскольку расчет велся в адиабатическом приближении, то повышенное значение энтропии соответствует пониженному значению плотности.

Возникает картина, аналогичная ядерному грибу в земной атмосфере, но в данной ситуации возникает шесть выбросов. Следует подчеркнуть, что наиболее быстро растут крупномасштабные неоднородности.

Характерные времена развития неоднородностей составляют 6 мс при характерном масштабе всплытия ~ 15 км. Характерное время движения одного образовавшегося пузыря к поверхности нейтронной звезды (от рис.1e до рис.1f) составляет 2 мс, что соответствует средней скорости $c/50$.

При коллапсе нейтронной звезды должно существовать вращение, нарушающее симметрию картины. Возможна даже ситуация, когда вдоль оси вращения пузыри развиваться не будут. Возникнет картина из четырех (или двух в зависимости от наиболее низкой моды, которая развивается наиболее быстро [6]) пузырей, всплывающих в плоскости вращения нейтронной звезды. Вращение сколлапсировавшей нейтронной звезды может быть близко к предельному (предельное вращение характеризуется равенством центробежной энергии на экваторе нейтронной звезды и потенциальной гравитационной энергии). Ха-

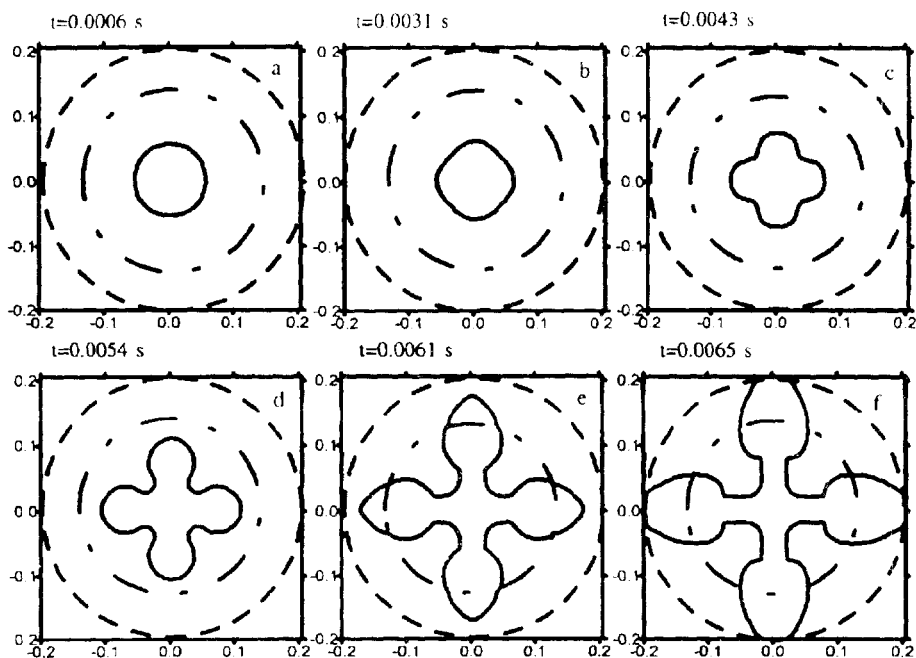


Рис.1. *a-f* – различные стадии эволюции "ядерных грибов" внутри протонейтронной звезды. Полная стадия занимает 6 мс. Начиная с *c*, можно говорить о выделившихся пузырьках, в то время как на *a, b* структура горячего ядра является неопределенной. Промежуток времени с *c* до *f* занимает 2 мс. Именно в течение этого времени вычисляется излучение гравитационных волн от вращающейся протонейтронной звезды. В предыдущие 4 мс ГИ является пренебрежимо малым по сравнению с рассматриваемыми стадиями *c-f*. Уровни плотности: $-\cdot-\cdot-$ 10^{13} г/см³ и $---$ 10^{12} г/см³

рактерное время всплытия одного пузыря меняется мало и составляет вновь 2 мс.

Процесс всплытия пузырей повторяется до тех пор, пока в центре нейтронной звезды не закончится процесс неравновесной нейтронизации. Общее количество всплытий может составлять несколько десятков, поскольку гравитационная энергия связи нейтронной звезды после коллапса составляет 10^{54} эрг, а энергия, уносимая одним пузырьком, составляет 10^{51} эрг или немного больше. Часть потенциальной энергии коллапса излучается в виде нейтрино при нейтронизации вещества. Оставшейся энергии, тем не менее, хватает на развитие нескольких циклов всплытия пузырей.

Нестационарное движение вещества, обладающего формой как на рис.1*f*, не дает квадрупольного гравитационного излучения. Излучение появляется лишь для более высоких мультиполей. Однако введение несимметрии в эту картину может привести к возникновению квадрупольного ГИ. Наиболее вероятно появление несимметрии, связанной с вращением "ежа" вокруг оси, скажем, *z*. Поэтому мы вначале рассмотрим картину, возникающую при симметричном движении в плоскости *xz*, с учетом вращения звезды. Вращение протозвезды может быть очень быстрым и достигать предельной угловой скорости (характеризуемой равенством потенциальной и центробежной энергий на поверхности

нейтронной звезды, которая при нашем выборе значений массы звезды и ее радиуса составляет $\sim 10^4$ рад/с.

Гравитационное излучение, возникающее в данной ситуации, обладает более высокой мультипольностью. Если квадруполь характеризуется главным числом $l = 2$, то в данной картине главное число $l = 4$. Возникает необходимость учета ППН приближений [7]. Мы, однако, ограничимся простой моделью распределения масс, считая, что вклад гравитационной энергии связи и энергии натяжений в гравитационное излучение мал. Вопрос о его величине и аккуратное вычисление гравитационного излучения в этом случае рассмотрим в отдельной статье.

Аппроксимируем форму распределения плотности следующей моделью нестационарного распределения плотности. Для вычисления формы гравитационно-волнового импульса и полной энергии ГИ будем считать, что плотность выражается в виде

$$\rho(t) = m \Sigma_a \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_a(t)).$$

Здесь \mathbf{r}_a – вектор из центра нейтронной звезды к каждому из "пузырей" ($a = 1, 2, 3, 4$), причем будем полагать, что направление движения совпадает с осями декартовой системы координат и скорости движения четырех пузырей во вращающейся плоскости xy одинаковы. Другими словами, вклад пузырей распространяющихся вдоль оси z , в общее ГИ пренебрежимо мал; m – эффективная масса "пузыря", дающая вклад в гравитационное излучение, является отрицательной и представляет разность между массой невозмущенной плотности объема звезды, занимаемого одним пузырем, и массой самого пузыря. Эта масса есть $m \approx 6 \cdot 10^{-3} M_{\odot}$.

В такой простой модели движения вещества и распределения плотности амплитуда гравитационных волн выражается в виде.

$$h_{ij}^{TT} = \frac{r_g}{R} \left\{ \left(\frac{\omega a}{c} \right)^4 + 2.5 \frac{d^2}{dt^2} \left(\frac{a}{c} \right)^2 \right\} D_{ij}.$$

Здесь r_g – гравитационный радиус "пузыря", R – расстояние до наблюдателя, $\omega = 2\pi f$ – угловая скорость вращения звезды ($f = 1$ кГц, $a = 15$ км – масштаб всплывающего пузыря, D_{ij} равна по порядку величины единице и описывает угловую диаграмму направленности, она содержит квадрупольную компоненту и высшие мультипольные компоненты. Полную гравитационную светимость, возникающую при выбросе системы из четырех таких "пузырей", можно оценить как

$$\frac{dE}{dt} = 8L_G \left(\frac{r_g}{a} \right)^2 \left(\frac{\omega a}{c} \right)^{10} + \frac{4}{15} L_G \left(\frac{r_g}{a} \right)^2 \left(\frac{a}{c^3} \frac{d^3 a}{dt^3} \right)^2,$$

где $L_G = c^5/2G$ – предельная светимость в ОТО. Полную гравитационную светимость, возникающую при выбросе системы из двух "пузырей", можно оценить как

$$\frac{dE}{dt} = 3L_G \left(\frac{r_g}{a} \right)^2 \left(\frac{\omega a}{c} \right)^6 + \frac{4}{15} L_G \left(\frac{r_g}{a} \right)^2 \left(\frac{a}{c^3} \frac{d^3 a}{dt^3} \right)^2.$$

Здесь мы оценили гравитационное излучение, возникающее при всплывании одной системы пузырей. Образующееся гравитационное излучение представляет из себя импульс с широким спектром, соответствующим процессу всплывания

пузырей (см. рис.2) и импульсу излучения на удвоенной (система из двух пузырей) или учетверенной (система из четырех пузырей) частоте вращения звезды, промодулированный по форме импульсом с характерной длительностью $\tau = 2$ мс. Поскольку процесс повторяется, то возникает характерная "гребенка" импульсов (или субимпульсов), растянутая по времени длительностью вплоть до 1 с.

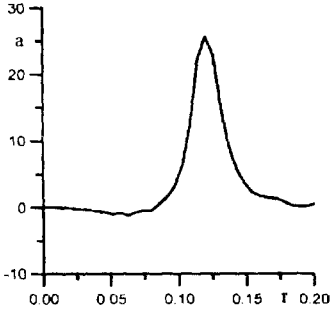


Рис.2. Форма импульса без несущей частоты. Форму с достаточно хорошей точностью можно аппроксимировать гауссовой функцией с полушириной 150 мкс. Спектр такого импульса аппроксимируется функцией $\exp(-f^2/2f_0^2)$, где $f_0 \approx 800$ Гц

Обсудим некоторые выводы из полученных вычислений. Отметим, прежде всего, что полный импульс гравитационного излучения длительностью вплоть до 1 с складывается из нескольких десятков субимпульсов, каждый из которых имеет длительность примерно 2 мс. Сквозность субимпульсов составляет 4–5 мс.

При всплывании четырех пузырей (каждый из них обладает массой $10^{-2} M_{\odot}$, что соответствует отрицательной массе, входящей в формулы для ГИ, $6 \cdot 10^{-3} M_{\odot}$) горячего нейтронного вещества количество энергии, излучаемое в виде гравитационных волн в виде импульса, составляет примерно $2 \cdot 10^{-7} M_{\odot} c^2$, а в импульсе модулирующем несущую частоту $4f$, ГИ составляет примерно $7 \cdot 10^{-9} M_{\odot} c^2$. В случае двух пузырей (каждый из которых имеет теперь "отрицательную" массу $12 \cdot 10^{-3} M_{\odot}$) в импульсе, модулирующем частоту $2f$, излученная гравитационная энергия может достигать $3 \cdot 10^{-3} M_{\odot} c^2$. Общее количество излученной энергии прямо пропорционально количеству циклов всплывания пузырей. Поэтому при развитии системы из четырех пузырей полная энергия, излученная в виде гравитационных волн, составляет $7 \cdot 10^{-6} M_{\odot} c^2$, а при развитии системы из двух пузырей прямые оценки показывают, что эта энергия может достигать $3 \cdot 10^{-1} M_{\odot} c^2$, хотя при такой большой величине энергии, уходящей в виде ГИ, необходимо уже учитывать обратное влияние потерь энергии в виде ГИ на охлаждение нейтронной протозвезды, что в данной работе не рассматривалось.

Оценка амплитуды гравитационных волн при взрыве сверхновой в центре нашей Галактики от импульса, соответствующего процессу всплывания вещества, есть

$$h_+ = 3 \cdot 10^{-20} \left(\frac{m_b}{6 \cdot 10^{-3} M_{\odot}} \right) \left(\frac{10 \text{ kpc}}{R} \right),$$

где R — расстояние от центра Галактики. Однако такие импульсы приходят редко, примерно один раз за 30 лет. Амплитуда импульсов, приходящих, скажем, раз в месяц, составляет

$$h_+ = 1.5 \cdot 10^{-23} \left(\frac{m_b}{5 \cdot 10^{-3} M_{\odot}} \right) \left(\frac{10 \text{ Mpc}}{R} \right),$$

что вполне доступно детектированию на второй очереди детекторов типа LIGO/VIRGO [8]

Здесь приведены качественные оценки возникающего гравитационного излучения. Более точные вычисления будут приведены в отдельной, более полной статье.

Авторы благодарны за плодотворные обсуждения А.А.Старобинскому, работа была поддержана НУЦ "Космион" и Федеральной программой "Астрономия", раздел "Вычислительная астрофизика".

-
1. L.Ozernoy, JETP Lett. **2**, 52 (1965).
 2. B.F.Schutz, *TAUP -89*, Ed. Frontieres, 1989, Gif -Sur- Yvette -France, p.167.
 3. K.S.Thorne, In *300 Year of Gravitation*, Cambrige:Cambrige Univ. Press, 1987.
 4. H.A.Bethe, *Reviews of Mod. Phys.* **62**, 801 (1990).
 5. В.М.Чечеткин, С.Д.Устюгов, А.А.Горбунов, В.И.Полежаев, Письма в Астрон. журн. N1 (1997) (в печати).
 6. Н.М.Зуева, М.С.Михайлова, Л.С.Соловьев, Препринт ИПМ АН СССР, N65, 1976.
 7. L.Blanchet, T.Damour, and B.Iyer, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 3515 (1995).
 8. K.S.Thorne, In *Particle Astrophysics*, Gif-sur-Yvette Cedex-France, 1993, p.375.