

О колебаниях плазменной атмосферы гамма-всплесков

В. П. Власов, Б. А. Трубников

Институт ядерного синтеза РНЦ “Курчатовский институт”, 123182 Москва, Россия

Поступила в редакцию 5 марта 2001 г.

После переработки 27 марта 2001 г.

Согласно одной из возможных гипотез, космические гамма-всплески (КГВ) могут возникать при слиянии двух нейтронных звезд или черных дыр. Они длятся порой несколько десятков секунд, но на временном профиле их интенсивности часто наблюдаются почти периодические небольшие пики (до $\sim 10^2 - 10^3$) с периодом ~ 10 мс. Предложена модель колебаний предположительно возникающей при КГВ “нижней” плазменной оболочки, расположенной вблизи нейтронной звезды, тогда как основная масса возникшей плазмы продолжает расширяться в окружающее пространство в виде “верхней” оболочки. Рассмотрены и другие возможные интерпретации периодичности “малых пиков”.

PACS: 98.70.Rz

На рис.1 и 2 приведены типичные временные профили интенсивностей космических гамма-всплесков

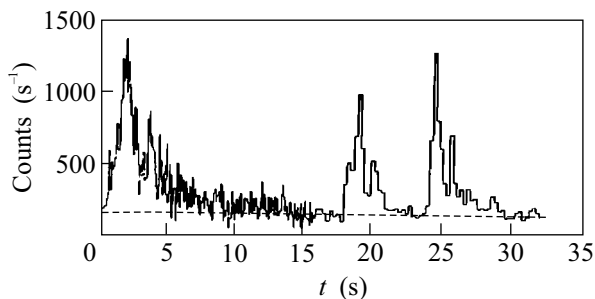


Рис.1. Изменение во времени яркости КГВ 13 января 1979 г.

(КГВ). На фоне широкого горба видны почти периодические малые пики.

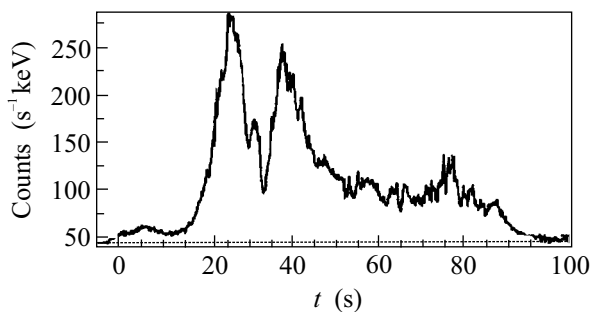


Рис.2. Изменение во времени яркости КГВ 23 января 1999 г.

Кроме того, на рис.1 после основного всплеска, изрезанного пиками, видны еще два последующих, и можно предположить, что в данном всплеске косну-

лись две постепенно сближившиеся нейтронные звезды, причем некий “кусочек” откололся и затем еще два раза возвращался и касался “основного остатка” в моменты через 18 и 25 с после первого касания звезд. Примерное постоянство периода малых пиков длительности порядка 1–10 мс отмечалось, например, в работе [1], где указано, что в процессе разлета огненного шара – “файрбола” периоды малых пиков должны были бы возрастать, так что их постоянство требует объяснения.

В данной работе показано, что это постоянство качественно можно объяснить расслоением разлетающейся плазменной “атмосферы” на две области – расширяющуюся верхнюю и нижнюю с примерно постоянной толщиной, где и рождаются малые пики. По-видимому, допустимы и другие объяснения (см. далее), но во всяком случае само наличие “малых пиков” говорит о возможности извлечения из экспериментальных данных сведений о “тонкой структуре” расширяющегося файрбола. Исследуем эту проблему.

Рассмотрим вначале не сферическую, а плоскую задачу о малых колебаниях атмосферы над плоской поверхностью $z = 0$ в постоянном поле тяжести g . Атмосферу будем считать изо-энтропической, предполагая, что она возникла из “одного источника”. Тогда для газа с адиабатой $p = p_0(\rho/\rho_0)^\gamma$ удобно плотность и давление выразить через “приведенную” безразмерную температуру $\Theta = (T/T_0) = (\rho/\rho_0)^{\gamma-1}$, и уравнения гидродинамики принимают вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Theta}{\partial t} + v \frac{\partial \Theta}{\partial z} &= -\frac{\Theta}{\mu} \frac{\partial v}{\partial z}, \\ \frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial z} &= -g - \mu c_0^2 \frac{\partial \Theta}{\partial z}, \end{aligned} \tag{1}$$

где $\mu = 1/(\gamma - 1)$ и $c_0 = \sqrt{\gamma p_0/\rho_0}$ – скорость звука на нижней границе $z = 0$ атмосферы. В стационарном случае ($v = 0$) найдем равновесные профили температуры, плотности и давления:

$$\Theta^0 = 1 - \xi, \quad \rho^0 = \rho_0(1 - \xi)^\mu, \quad p^0 = p_0(1 - \xi)^{\gamma\mu}, \quad (2)$$

где $\xi = z/H_0$ а $H_0 = \mu c_0^2/g$ – верхняя граница атмосферы. Как видим, в изо-энтропической атмосфере температура спадает кверху линейно с высотой при любых значениях показателя адиабаты γ .

Полагая $\Theta = \Theta^0 + \theta$, $\theta \sim \exp(i\omega t) \ll \Theta^0$, получим уравнения малых колебаний:

$$v = i \frac{\mu c_0^2}{\omega H_0} \frac{d}{d\xi} \theta, \quad (3)$$

$$(1 - \xi)\theta_{\xi\xi}'' - \mu\theta_{\xi}' + \Omega^2\theta = 0, \quad \Omega = \omega \frac{H_0}{c_0},$$

с решением, выражаемым через функцию Бесселя:

$$\theta = x^{-p} J_p(2\Omega x), \quad x = \sqrt{1 - \xi}, \quad p = \mu - 1. \quad (4)$$

Второе решение отбросим, поскольку оно расходится на верхней границе $z = H_0$ (то есть при $x = 0$), а на нижней границе $z = 0$ (то есть при $x = 1$) скорость $v \sim d\theta/d\xi \sim x^{-p-1} J_{p+1}(2\Omega x)$ должна обращаться в нуль. И, следовательно, собственные частоты определяются уравнением $J_\mu(2\Omega_n) = 0$, $n = 1, 2, 3, \dots$ Так что по известной асимптотике функций Бесселя собственные частоты приближенно равны $\Omega_n \approx (\pi/8)(2\mu - 1 + 4n)$.

Особенно простым является случай с “одноатомным” показателем адиабаты $\gamma = 5/3$, соответствующим $\mu = 3/2$ и функции Бесселя $J_{3/2}(z) = \sqrt{2/\pi z}(z^{-1} \sin z - \cos z)$, когда частоты определяются уравнением $2\Omega_n = \text{tg}(2\Omega_n)$, $\Omega_n \approx \pi(2n + 1)/4$ ($\Omega_1 \approx 3\pi/4$, $\Omega_2 \approx 5\pi/4, \dots$).

Отметим также случай с $\gamma = 3/2$, $\mu = 2$, приводящий к уравнению $J_2(2\Omega_n) = 0$ с корнями $\Omega_n \approx \pi(4n + 3)/8, \dots$

Итак, при $\gamma = 5/3$ первая частота приблизительно равна $\Omega_1 \approx 2,3$, что соответствует основному периоду колебаний $T_1 \approx 3H_0/c_0$. При радиусе нейтронной звезды ~ 10 км высота возникшей при гамма-всплеске “нижней атмосферы” может быть порядка 10–100 км, и при температуре порядка 10 кэВ скорость звука в электронно-позитронной плазме будет примерно в 10 раз меньше скорости света. При этом период колебаний примерно равен $T_1 \sim 1$ –10 мс, что и можно сопоставить с малыми пиками на фоне общего горба интенсивности КГВ, длящегося ~ 1 –10–100 с.

Судя по наблюдениям, период малых пиков заметно не удлиняется к концу основного горба и значит не меняется высота H_0 “нижней атмосферы”. Разумно предположить, что основная масса образовавшейся плазмы была выброшена дальше вверх в виде “гриба”, как это происходит в наземных атомных взрывах, и образовала “верхнюю атмосферу” в форме шаровой оболочки, продолжающей разлетаться примерно со скоростью света в окружающее пространство.

В работе [2] была предложена “магнитная” модель рождения КГВ за счет генерации сильного магнитного поля B в сдвиговом течении возникающей плазмы, вращающейся вокруг тела звезды радиуса a . В этой модели линейное по времени нарастание поля описывается простым уравнением магнитогидродинамики $\mathbf{V}_t' = \text{rot}[\mathbf{v}\mathbf{B}]$, если скорость $v = v_0(a/r)^n \sin \theta$ постоянна. При начальном поле $B \sim 10^{12}$ Гс и скоростях $v_0 \sim c/2$ такой механизм способен “накачать” в плазму полную магнитную энергию $W_{\text{маг}}$ порядка кинетической энергии вращения двух соприкоснувшихся нейтронных звезд за времена длительности типичных КГВ, и такая оценка соответствует наблюдаемым энергиям КГВ.

Применительно к нашей “задаче о малых пиках” важно отметить, что поле при этом механизме генерируется в основном в достаточно узком слое, который предположительно и может разделять “верхнюю” и “нижнюю” плазменные атмосферы, удерживая толщину H_0 последней примерно постоянной.

Для полноты картины рассмотрим вариант сферической “нижней” оболочки над нейтронной звездой радиуса a . При этом получается примечательный результат, а именно, в случае $a \ll H_0$ периоды малых колебаний, по-существу, не зависят от размеров звезды и зависят лишь от верхней границы H_0 .

Уравнения сферического слоя пишутся в виде

$$\frac{\partial \Theta}{\partial t} + v \frac{\partial \Theta}{\partial r} = -\frac{\Theta}{\mu} \frac{\partial}{r^2 \partial r} (r^2 v), \quad (5)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial r} = -g - \mu c_0^2 \frac{\partial \Theta}{\partial r}.$$

Но теперь $g = GM/r^2$ зависит от радиуса, и из последнего уравнения находим профиль равновесной температуры $\Theta^0 = \theta_* [(H_0/r) - 1]$, где $\theta_* = GM/\mu c_0^2 H_0 = \text{const}$.

Полагая, как и ранее, $\Theta = \Theta^0 + \theta$, для малых возмущений температуры и скорости получим уравнения

$$i\omega \theta = \frac{\theta_*}{\mu} \left[\frac{v}{r} \left(\frac{\mu - 2}{r} H_0 + 2 \right) - \left(\frac{H_0}{r} - 1 \right) \frac{dv}{dr} \right], \quad (6)$$

$$i\omega v = -\mu c_0^2 \frac{d}{dr} \theta,$$

решения которых для произвольных γ не выражаются через известные функции и требуют численных расчетов.

Лишь при $\mu = 2$, что соответствует $\gamma = 3/2$, соотношения упрощаются и сводятся к уравнению

$$\frac{d^2}{dy^2}\theta + \frac{2d}{ydy}\theta + \Omega^2\left(\frac{1}{y} - 1\right)\theta = 0, \quad (7)$$

где обозначено $\Omega = \omega H_0/c_0\sqrt{\theta_*}$ и $y = 1 - (r/H_0) < 1$. Если далее ввести аргумент $z = 2\Omega y$ и положить $\theta = \exp(-z/2)K(z)$, то получим уравнение

$$zK''_{zz} + (2 - z)K'_z - [1 - (\Omega/2)]K = 0 \quad (8)$$

для известной (см. [3]) вырожденной гипергеометрической функции Куммера $K(z) = M(a, b, z)$ с параметрами $a = 1 - \Omega/2$, $b = 2$. В качестве граничного условия требуем, чтобы скорость v обращалась в нуль на поверхности звезды $r = a$, но приближенно считая $a \ll H_0$, можно требовать выполнения этого условия просто при $r = 0$, то есть при $y = 1$, $z = 2\Omega$, так что размер звезды выпадает.

Численно (по ряду Куммера) нами были найдены значения $\Omega_n = 3.3; 5.4; 7.5; 9.5$ (которые не так уж сильно отличаются и от “плоского спектра”, определяемого уравнением $2\Omega = \text{tg}(2\Omega)$ при $\gamma = 5/3$, см. выше).

Периоды гармоник выражаются формулой

$$T_n = \sqrt{2} \frac{T_*}{\Omega_n}, \quad T_* = 2\pi \sqrt{\frac{H_0^3}{GM}}. \quad (9)$$

Здесь T_* – период обращения тел (“спутников”) на радиусе H_0 от центра нейтронной звезды массы M , и они $\sim 10^{-3}$ с, что совпадает с оценками для плоской модели.

Поясним некоторые детали поведения расширяющейся “внешней” оболочки КГВ, для которой, вследствие ее отрыва от звезды, будем для простоты пренебрегать силой тяжести g . Опуская g в уравнениях (5), для них можно получить простейшее автомодельное решение с линейным профилем скорости и параболическим профилем температуры:

$$v(r, t) = \frac{r}{R(t)} \dot{R}, \quad \dot{R} = \frac{dR}{dt}, \quad (10)$$

$$\theta(r, t) = \left(\frac{R_0}{R}\right)^2 \left(1 - \frac{r^2}{R^2}\right),$$

где $R = R(t) = R_0 \sqrt{1 + (t/\tau_0)^2}$ и $\tau_0 = R_0/c_0\sqrt{3}$. Подчеркнем, что оно получается лишь при “одноатомных” показателях $\gamma = 5/3$, $\mu = 3/2$. В этом решении скорость внешней границы \dot{R} сначала (при $t \ll \tau_0$)

растет линейно со временем, и затем (при $t \gg \tau_0$) выходит на постоянное значение $\dot{R}_{max} = c_0\sqrt{3} = \text{const}$. И если это максимальное (нерелятивистское) значение превышает скорость света, то необходимо перейти к релятивистским уравнениям движения газа.

Такие уравнения мы решали численно в двух вариантах. В первом варианте уравнение состояния в собственной системе координат бралось как для нерелятивистского газа с показателем адиабаты $5/3$, а во втором варианте как для ультрарелятивистского газа. Результаты расчета радиального профиля температуры для двух последовательных моментов времени, отличающихся на порядок, представлены на рис.3 и 4.

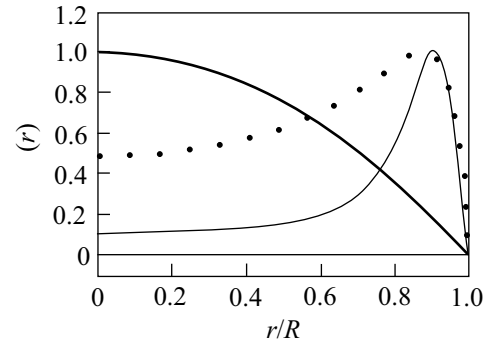


Рис.3.

Кривые отнормированы так, что все три максимума приняты равными единице, а правый край означает распространяющийся фронт. На обоих рисунках приведена также парабола нерелятивистского решения (11). Пунктиром показаны профили первого варианта, а сплошные кривые относятся ко второму варианту.

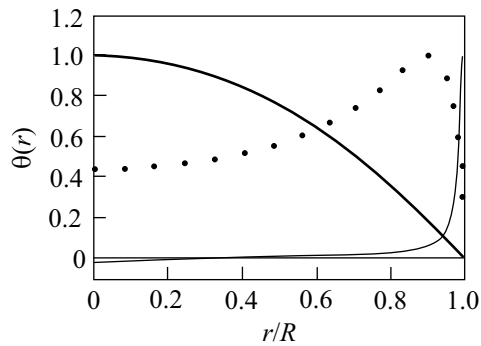


Рис.4.

Видно, что в отличие от сохраняющихся во времени нерелятивистских профилей (11), в ультрареляти-

вистском случае газ подтягивается к фронту, образуя растущий горб температуры (и плотности) непосредственно за фронтом. Так что создается тонкая разлетающаяся сферическая оболочка, движущаяся практически со скоростью света.

Уже потом оболочка, словно “бульдозер”, сгребает редкий газ окружающего пространства, давая эффект сначала рентгеновского “послесвечения” КГВ (длящегося \sim сутки), затем оптического (недели) и, наконец, – радио-послесвечения (месяцы), которые и наблюдаются после КГВ.

Для интерпретации *периодичности* “малых пиков” в рамках предложенной модели следовало бы считать, что возбуждается одна – основная мода колебаний, если пики действительно являются строго периодическими. Точность наблюдаемых интенсивностей пока еще недостаточна для заключения о строгой периодичности. Но если она будет обнаружена, то наряду с предложенной моделью можно было бы рассмотреть и иную интерпретацию периодичности.

Можно, в частности, ожидать, что при слиянии быстро вращающейся пары нейтронных звезд объединенное тело (возможно – черная дыра) принимает форму трехосного эллипсоида Маклорена, вращающегося с периодом порядка миллисекунд (ср. формулу (9)). И именно его вращение и дает строгую периодичность “малых пиков”. Тогда видимые на рис.1 три больших горба можно было бы объяснить тем, что через 18с трехосный эллипсоид теряет устойчивость вследствие “испарения” двух его противоположных вершин и переходит в двухосный эллипсоид Маклорена, а затем на 25-ой секунде переходит уже в одноосный эллипсоид вращения вследствие дальнейшего “испарения” массы. Если это “черная дыра”, состоящая из кварков (такая возможность отмечалась в работе [2], а также в [4]), то при таких перестройках формы тела должен происходить интенсивный процесс превращения кварков в адроны, что и

порождает сами гамма-всплески. Любопытно отметить, что на рис.1 малые пики четко видны лишь на первом горбе, тогда как на двух последующих они выражены слабее или вообще отсутствуют. Насколько известно авторам, возможность “маклореновских перестроек” тела, порождающего гамма-всплеск, ранее не обсуждалась.

Дополнение после рецензии. В работе [5] предложена иная модель возникновения КГВ в результате коллапса массивной звезды типа Вольфа-Райе, приводящего к рождению нейтронной звезды. Последующая аккреция на ее поверхность вещества из оболочки приводит к термоядерному горению, которое может происходить в осцилляционном режиме с характерными периодами $\tau \sim (G\rho_*)^{-1/2} \sim 10$ мс, где $\rho_* \sim 10^{11}$ г/см³ – плотность вещества на границе нейтронной звезды (согласно расчетам [6]). В [5] подчеркивается, что анализ малых пиков “может служить основным ключом к разгадке тайны γ -всплесков”.

Данная работа поддержана Советом по грантам Президента РФ и государственной поддержке ведущих научных школ, грант # 00-15-96526.

-
1. К. А. Постнов, УФН **169**, 545 (1999).
 2. И. Л. Розенталь, Б. А. Трубников, Письма в ЖЭТФ **70**, 417 (1999).
 3. *Справочник по спец-функциям*, ред. М. Абрамовиц и И. Стиган, М.: Наука, 1979.
 4. D. B. Cline, C. Matthey, S. Otvinovski et al., <http://xxx.lanl.gov/abs/astro-ph/9905346> (26 May 1999).
 5. С. С. Герштейн, Письма в Астрон. Журн. **26**, 848 (2000).
 6. D. K. Nadyozhin, *Astrophis. Space Sci.* **53**, 131 (1978).