

“Сжигание” дилатонного поля в плазме

В. Ц. Гурович¹⁾, В. Н. Фоломеев

Институт физики НАН КР, 720071 Бишкек, Кыргызстан

Поступила в редакцию 24 июля 2002 г.

Предложен механизм эффективного перевода энергии дилатонных полей в полевых звездах в энергию релятивистской плазмы и излучение. Механизм предполагает начальный перевод энергии неоднородного дилатонного поля в энергию электрического поля с последующей ее диссипацией в энергию релятивистской плазмы. Процесс аналогичен распространению релятивистской детонационной волны по дилатонной атмосфере звезды.

PACS: 98.80.Bp, 98.80.Cq, 01.30.Cc

1. В современной теоретической астрофизике широко рассматриваются бозонные звезды, которые образуются различной природы скалярными полями в собственном поле тяготения [1]. В релятивистском и нерелятивистском случаях плотность энергии таких полей может достигать больших значений и естественно возникает проблема трансформации этой энергии в излучение. Один из таких механизмов был предложен в работах [2]. Автор рассматривал модель генерации излучения аксионными полями, которая основывалась на аналогии с механизмом лазерного излучения. В данном сообщении предлагается альтернативный механизм, основанный на использовании энергии дилатонных полей.

Среди моделей бозонных звезд известны модели самогравитирующих структур, включающих в себя дилатонные поля [3]. Природа этих полей позволяет им непосредственно взаимодействовать с электромагнитным полем. Соответствующая система уравнений допускает солитоноподобные решения для продольной электро-дилатонной волны. Показано, что подобный солитон может двигаться по неоднородной дилатонной атмосфере звезды, создаваемой собственным гравитационным полем. При этом такой солитон, переходя из области высокой плотности энергии дилатонного поля к меньшей, может существенно увеличить энергию электрического поля. В соответствии с моделями таких полевых звезд перепад указанной энергии может быть значительным. При этом максимальное значение электрического поля может достичь критического значения для образования электрон-позитронных пар либо привести к значительному джоулеву нагреву уже имеющейся в дилатонном поле плазмы. Важно отметить, что в области без электромагнитных полей дилатонное по-

ле не взаимодействует с квазинейтральной плазмой. Данная модель продемонстрирована с помощью простых аналитических и полуаналитических решений. Реализация такого механизма в природе может привести к импульсному выделению энергии в виде интенсивного нагрева плазмы и излучения в режиме, близком к механизму детонационной волны. Такого рода процессы интенсивно исследуются (см., например, обзор [4]). Отметим, что движение указанного солитона предполагается релятивистским, а гравитационное поле бозонной звезды остается слабым. Это позволяет движение электро-дилатонного солитона с диссипацией рассматривать в рамках СТО. Предполагается, что неоднородное распределение энергии дилатонного поля уже создано тяготением, и только оно важно для рассматриваемой задачи.

2. Лагранжиан дилатонно-электромагнитного поля задается в виде [5]

$$L = 2\Phi_{,i}\Phi^{,i} - (F_{lm}F^{lm})e^{-2\alpha\Phi}, \quad (1)$$

где Φ есть потенциал дилатонного поля, F_{lm} – тензор электромагнитного поля, α – константа связи. Из (1) можно получить уравнения на Φ и F_{ik} :

$$[e^{-2\alpha\Phi}F^{ik}]_{;k} = 0, \quad (2)$$

$$\Phi_{;i}^{;i} = -\frac{\alpha}{2}e^{-2\alpha\Phi}(F_{lm}F^{lm}). \quad (3)$$

Используя эти уравнения, рассмотрим плоскую электро-дилатонную волну, распространяющуюся вдоль оси x и имеющую только продольную компоненту $F^{10} = E_x = E$. При этом уравнение (2) дает

$$(e^{-2\alpha\Phi}E)_{,\tau} = 0; \quad (e^{-2\alpha\Phi}E)_{,x} = 0, \quad (4)$$

откуда можно найти константу движения

$$e^{-2\alpha\Phi}E = E_0 = \text{const}. \quad (5)$$

¹⁾e-mail: astra@freenet.kg

Квадратичная полевая комбинация

$$I = F_{lm} F^{lm} = -2E^2 \quad (6)$$

имеет отрицательное значение во всех системах отчета СТО.

Другое полевое уравнение (3) примет вид

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial \tau^2} - \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} = \alpha E_0^2 e^{2\alpha\Phi}, \quad (7)$$

или, вводя новые переменные $2\alpha E_0 x \rightarrow x$, $2\alpha E_0 \tau \rightarrow \tau$ и функцию $\psi = 2\alpha\Phi$, получим

$$\frac{\partial \psi}{\partial \tau^2} - \frac{\partial \psi}{\partial x^2} = e^\psi / 2. \quad (8)$$

Это одна из форм уравнения Лиувилля [6]. Существует общий класс решений этого уравнения, содержащий две произвольные функции $f_1(x - \tau)$, $f_2(x + \tau)$:

$$\psi = \ln \left[\frac{16f_1'(x - \tau)f_2'(x + \tau)}{\cosh^2[f_1(x - \tau) + f_2(x + \tau)]} \right]. \quad (9)$$

Штрихи означают производные по аргументам функций.

Решение для установившегося солитона, движущегося со скоростью u , следует из общего решения при выборе произвольных функций:

$$f_1(x - \tau) = \gamma(x - \tau), \quad \gamma \equiv \frac{1 + u}{4\sqrt{1 - u^2}}, \quad (10)$$

$$f_2(x + \tau) = \beta(x + \tau), \quad \beta \equiv \frac{1 - u}{4\sqrt{1 - u^2}}, \quad (11)$$

и имеет вид

$$\psi = -2 \ln \cosh \left(\frac{x - u\tau}{2\sqrt{1 - u^2}} \right),$$

$$E = E_0 / \cosh^2 \left(\frac{x - u\tau}{2\sqrt{1 - u^2}} \right). \quad (12)$$

Для рассмотрения эволюции солитона на неоднородном дилатонном фоне выберем произвольные функции в виде

$$f_1 = \gamma(x - \tau) + \ln \cosh \mu(\tau - x), \quad (13)$$

$$f_2 = \beta(x + \tau), \quad (14)$$

где γ, β определяются начальной скоростью волны из (10) и (11), а μ есть произвольная константа. Тогда профиль электрического поля примет вид

$$E/E_0 = 16\beta[\gamma + \mu \tanh \mu(\tau - x)] / \cosh^2 Q, \quad (15)$$

$$Q = [(\gamma + \beta)x - (\gamma - \beta)\tau + \ln \cosh \mu(\tau - x)].$$

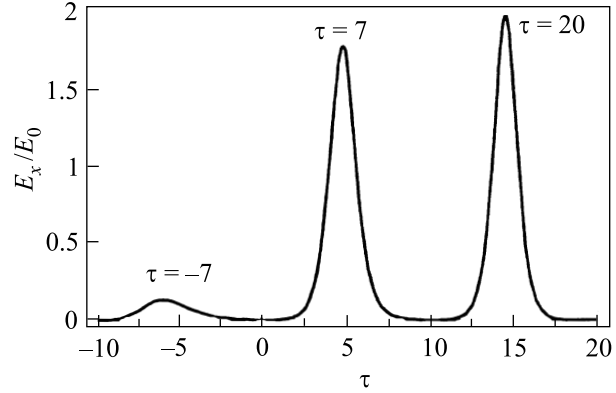


Рис.1. Рост электрического солитона в волне с различными асимптотическими значениями энергии дилатонного поля перед и за волной. Представлено решение (15) с $u = 1/\sqrt{3}$ и $\mu = \gamma$ в различные моменты времени τ . Плотности энергии в единицах E_0^2 равны соответственно 7.4 и 0.2 за и перед солитоном. При больших τ решение переходит в стационарный солитон

Профиль такой волны представлен на рис.1. Числитель в формуле (15) медленно меняется по сравнению со знаменателем. Отсюда следует, что при заданном τ максимум электрического солитона будет около нуля аргумента \cosh . Поскольку скорость солитона $u < 1$, аргумент тангенса всегда положительный в этой области. Числитель в (15), а значит и электрическое поле, возрастает с течением времени. Этот рост заканчивается, как только $\tanh[\mu(\tau - x)]$ достигает своего асимптотического значения, равно 1. Это проиллюстрировано на рис.1. Если вместо $\tanh[\mu(\tau - x)]$ в (15) будет стоять функция, рост которой не ограничен, то тогда и электрическое поле будет продолжать расти неограниченно.

3. Значительное накопление энергии электрического поля при движении волны в плазме может привести к быстрому нагреву последней. При этом важно убедиться, что указанный нагрев идет за счет энергии дилатонного поля. Для этого рассмотрим указанную выше волну, движущуюся в плазме. Как указывалось выше, вне области локализации E квазинейтральная плазма с дилатонным полем не взаимодействует. В области электрического поля в плазме будет генерироваться ток, и полная система уравнений теперь примет вид

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial j}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial}{\partial x}(e^{-2\alpha\Phi} E) = 4\pi\rho,$$

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} = \alpha e^{-2\alpha\Phi} E^2, \quad (16)$$

где ρ – плотность заряда, j – ток проводимости. Для дальнейшего упрощения задачи выберем простые предположения, что проводимость плазмы σ постоянна и $j = \sigma E$. Будем искать решение в виде установившейся волны, зависящей от аргумента $\xi = x - ut$. Выбирая за характерные значения электрического поля и плотности заряда величины E_c и ρ_0 , соответственно, введем следующие безразмерные величины:

$$e = E/E_c, \quad \Psi = 2\alpha\Phi, \quad \delta = \rho/\rho_0,$$

$$\eta = \frac{2\alpha E_c}{\sqrt{1-u^2}} \xi, \quad \zeta = \frac{2\pi\sigma\sqrt{1-u^2}}{uE_c}. \quad (17)$$

При этом система уравнений (16) примет вид

$$\frac{d^2\Psi}{d\eta^2} = -\frac{1}{2}e^{-\Psi}e^2, \quad \frac{d}{d\eta}(\zeta e - \delta) = 0,$$

$$\frac{d}{d\eta}(e^{-\Psi}e) = \delta. \quad (18)$$

Эта система имеет следующий первый интеграл:

$$\frac{p}{2\zeta} + \frac{1}{4\zeta^2} \ln(1 - 2\zeta p) = \frac{1}{2}e^\Psi + C, \quad (19)$$

где $p = d\Psi/d\eta$, C – постоянная интегрирования. Его анализ позволяет проследить переход энергии дилатонного поля в тепловую энергию плазмы. Как и в бездиссипативном случае (см. (12)), перед передним и за задним фронтами этого солитона $\Psi \rightarrow -\infty$ и соответствующие асимптотические значения p следуют из (19) при $e^\Psi \rightarrow 0$. В этих областях плотность энергии дилатонного поля определяется только производными дилатонного потенциала, то есть пропорциональна p^2 .

При выключении диссипации ($\zeta \rightarrow 0$) из (19) следует равенство модулей асимптотических значений p . Это означает равенство асимптотических значений энергии дилатонного поля перед и за солитоном. Иначе, переход энергии дилатонного поля в электрическую и снова в дилатонную обратим. При наличии диссипации ($\zeta \neq 0$) асимптотическое значение p перед солитоном больше его значения за солитоном. Это означает потерю энергии на диссипацию. На рис.2 приведено численное решение системы уравнений (18), подтверждающее указанный анализ. Величина проводимости ζ подобрана таким образом, чтобы в тепловую энергию перешла вся энергия дилатонного поля. Заметим, что волна несет с собой конечный заряд. Если предположить, что указанное решение эволюционировало из квазинейтральной

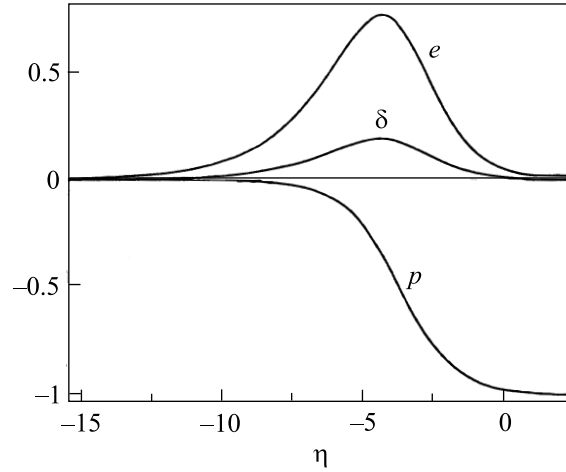


Рис.2. Электро-дилатонный солитон с диссипацией. Выбор безразмерной проводимости ζ и константы C в (19) обеспечивает полный переход энергии дилатонного поля в тепловую энергию плазмы за солитоном ($p \rightarrow 0$)

системы, то следует считать, что соответствующий отрицательный заряд остался вне солитоноподобного решения.

4. В рамках этой модели можно рассмотреть более сложный механизм диссипации и, в частности, рождение электрон-позитронных пар в интенсивном поле E . Но в начале было важно на простейшем примере продемонстрировать сам факт перехода энергии дилатонного поля в тепловую энергию плазмы.

Реализация подобного механизма существенно зависит от экспериментального подтверждения прямого взаимодействия дилатонного и электромагнитного полей в лагранжиане (1). Мы благодарны рецензенту за указание на работы [7], в которых затрагивается эта проблема. Заметим, однако, следующее. Если в лагранжиан (1) вместо электромагнитного поля вставить дилатонный “заряд” $h^2 e^{2b\Phi}$, то все приведенные выше выводы об увеличении энергии солитона при его движении в неоднородном поле остаются справедливыми. Передача этой сконцентрированной энергии дилатонного поля может идти по другому каналу при включении взаимодействия дилатона с другими полями. Генерация излучения может идти, например, с использованием механизма [2].

Авторы благодарят Х. Кляйнерта и Г.-Ю. Шмидта, совместно с которыми была сформулирована исходная проблема [8]. Мы благодарны А. Старобинскому и В. Усову за обсуждение модели. Работа выполнена в рамках проекта МНТЦ КР-677.

1. E. Mielke and F. Schunck, gr-qc/9801063; Gen. Rel. Grav. **33**, 805 (2001).
2. I. Tkachev, Astron. Lett. **12**, 3058 (1986); I. Tkachev, Phys. Lett. **B191**, 41 (1987).
3. Zhi-jian Tao and Xan Xue, Phys. Rev. **D45**, 1878 (1992); P. Fiziev, S. Yazadjiev et al., gr-qc/0001103.
4. V. Berezhinsky, astro-ph/0107306.
5. R. Gregory and J. Harvey, Phys. Rev. **D47**, 2411 (1993); T. Matos, D. Nunez, and H. Quevedo, Phys. Rev. **D51**, R310 (1995).
6. J. Liouville, J. Math. Pures et Appl. **18**, 71 (1853).
7. T. Chiba and K. Kohri, Progr. Theor. Phys. **107**, 631 (2002); T. Chiba, gr-qc/0110118.
8. H. Kleinert, H. J. Schmidt et al., gr-qc/0206043.