

Эффективность рождения электрон-позитронных пар нейтринным потоком с аккреционного диска керровской черной дыры

А. А. Гвоздев¹⁾, И. С. Огнев¹⁾

Ярославский государственный университет им. П. Г. Демидова, 150000 Ярославль, Россия

Поступила в редакцию 18 июля 2001 г.

После переработки 21 августа 2001 г.

Рассмотрены доминирующие процессы производства нейтрино и рождения этими нейтрино e^+e^- -пар в модели гипер-аккрецирующего диска на керровскую черную дыру. Получены аналитические оценки эффективности производства плазмы как в случае сильного магнитного поля, так и без него. Показано, что эффективность рождения плазмы нейтринным потоком с диска в такой модели не превосходит десятых долей процента и, следовательно, не может объяснить происхождение космологического γ -всплеска.

PACS: 13.15.+g, 95.30.Cq, 97.60.Bw

Проблема происхождения γ -всплесков стоит в ряду самых важных задач современной астрофизики. Различные наблюдения хорошо согласуются с феноменологической моделью производства γ -всплесков, источником которых считают ультрарелятивистскую струю e^+e^- -плазмы (файербол) [1]. Из данных наблюдений известно, что γ -всплески обладают быстрой вариативностью и часть из них приходит с космологических расстояний. Это приводит к выводу о том, что файербол рождается в компактной области и обладает огромной энергией, $\mathcal{E} \gtrsim 10^{51}$ эрг [2]. Одним из естественных источников такого файербола могли бы быть нейтрино. Действительно, до десяти процентов гравитационной энергии, выделяемой при коллапсе в компактных системах, может уносить нейтринное излучение. Вследствие малости сечений слабых процессов, можно ожидать передачи лишь нескольких процентов этой энергии в e^+e^- -плазму, но и этого может быть достаточно для производства типичного файербола с $\mathcal{E} \sim 10^{51}$ эрг. Однако родившаяся плазма способна выйти наружу и остаться ультрарелятивистской (что необходимо для ее последующего превращения в наблюдаемый γ -всплеск) лишь из области с достаточно низкой концентрацией барионов [3].

Такие условия могут быть реализованы в системах с аккреционным диском вокруг керровской черной дыры, таких, как “несостоявшаяся” сверхновая [4], коллапсар с гипер-аккрецией [5], гиперновая [6]. Вследствие высоких скоростей аккреции и вязкости, внутренняя часть диска этих систем может достигать таких плотностей ($\rho \sim 10^{10}$ г/см³ – 10^{11} г/см³) и температур ($T \sim 5 - 10$ МэВ), при ко-

торых нейтринные светимости достигают значений $L_\nu \sim 10^{53}$ эрг/с. В то же время, в окрестности оси вращения может образоваться область с низкой концентрацией барионов [4, 5]. Таким образом, большой нейтринный поток с диска порождает плазму, которая может выйти наружу с энергией, достаточной для производства γ -всплеска.

Важно отметить, что в аккреционном диске могут возникать сильные магнитные поля. В вязком диске интересующих нас плотностей напряженность поля может достигать значений [7]

$$B \lesssim 10^{15} \text{ Гс} \left(\frac{\alpha}{0.1} \right)^{1/2} \left(\frac{c_s}{10^9 \text{ см/с}} \right) \times \left(\frac{\rho}{10^{11} \text{ г/см}^3} \right)^{1/2}. \quad (1)$$

Здесь α – безразмерный параметр вязкости, c_s – скорость звука. Это магнитное поле имеет сложную структуру, однако для рассматриваемых нами элементарных процессов важна лишь его напряженность.

Основной реакцией рождения плазмы нейтринным потоком в разреженной среде считают процесс

$$\nu_i + \bar{\nu}_i \rightarrow e^+ + e^- \quad (i = e, \mu, \tau). \quad (2)$$

Исследование этого процесса имеет долгую историю. В ранних работах изучалось его влияние на динамику взрыва сверхновой типа II. Для этого вычислялась его светимость в e^+e^- -парах в простейших моделях излучения нейтрино с жесткой нейтриносферы в пустоту [8], а позднее – с учетом прохождения нейтринного потока через частично прозрачную среду оболочки [9]. По мере накопления данных в пользу космологического происхождения γ -всплеска, про-

¹⁾e-mail: gvozdev@uniyar.ac.ru, ognev@uniyar.ac.ru

процесс (2) стали рассматривать как возможный энергетический источник фэйрбола [10]. Однако детальные численные расчеты его производства стали проводиться лишь в настоящее время [4, 5, 11]. Отметим, что в указанных работах не учитывалось влияние магнитного поля на процессы производства плазмы за счет нейтринных реакций. Однако в сильном поле такие эффекты могут быть существенны. Действительно, в этом случае не только кинематически открываются, но и могут стать основными новые реакции рождения e^+e^- -пар:

$$\nu_i \rightarrow \nu_i + e^+ + e^-, \quad (3)$$

$$\bar{\nu}_i \rightarrow \bar{\nu}_i + e^+ + e^-. \quad (4)$$

По всей видимости, впервые важность этого процесса как возможного энергетического источника космологического γ -всплеска отмечалась в работе [12].

В настоящей работе оценивается эффективность производства e^+e^- -плазмы в модели гипераккрецирующего диска на керровскую черную дыру в процессах с участием нейтрино. Эффективность определяется как отношение светимости $L_{e^+e^-}$ (энергия, излучаемая в единицу времени) в e^+e^- -парах к светимости нейтрино $L_\nu + L_{\bar{\nu}}$ с диска:

$$\epsilon = L_{e^+e^-} / L_{tot}, \quad L_{tot} = L_\nu + L_{\bar{\nu}}. \quad (5)$$

Основная цель работы состоит в получении аналитических выражений для эффективности рождения плазмы в доминирующих нейтринных процессах в упрощенной модели аккреционного диска с учетом сильного магнитного поля. Разумеется, мы претендуем лишь на оценку этой величины. Важно, однако, отметить, что такой подход позволяет наглядно проследить зависимость светимости в e^+e^- -парах от основных параметров системы.

Мы пренебрегаем эффектами общей теории относительности на производство плазмы. Как известно, влияние гравитационного поля двойко – эффект красного смещения нейтрино приводит к уменьшению светимости в e^+e^- -парах, эффект искривления их траекторий – к увеличению, поскольку возрастает частота столкновений. Исследование этих эффектов приводит к выводу [13], что только в случае достаточно больших радиусов кеплеровской орбиты ($R_0 \gtrsim 3r_g$, где r_g – гравитационный радиус черной дыры) эффект искривления траекторий превалирует. Однако даже в этом случае эффективность возрастет не более чем в 2 раза.

Как отмечалось выше, для обеспечения требуемых нейтринных светимостей внутренняя часть диска должна иметь высокие плотности и температуры.

Такие параметры могут быть достигнуты при гипераккреции на керровскую черную дыру [5]. Оставляя в стороне вопрос об устойчивости системы с такими скоростями аккреции, мы используем результаты этой работы для определения параметров диска. Приведенные в ней градиенты плотности и температуры позволяют считать нейтриноизлучающую часть диска однородной. При скоростях аккреции $\dot{M} \sim 0.1M_\odot/\text{с}$ типичные плотности и температуры составляют $\rho \sim 10^{11}\text{г/см}^3$ и $T \sim 5\text{МэВ}$. Основными реакциями нейтринного излучения при таких параметрах среды являются URCA-процессы:

$$p + e^- \rightarrow n + \nu_e, \quad (6)$$

$$n + e^+ \rightarrow p + \bar{\nu}_e. \quad (7)$$

Как показывает анализ, влияние магнитного поля напряженности $B \sim 10^{15}\text{Гс}$ на их сечения пренебрежимо мало. Оценка средней длины пробега нейтрино в такой среде дает:

$$l_\nu \sim 10 \text{ км} \left(\frac{10^{11}\text{г/см}^3}{\rho} \right) \left(\frac{5 \text{ МэВ}}{T} \right)^2. \quad (8)$$

Таким образом, рассматриваемую часть диска можно считать прозрачной для нейтрино. Отметим, что типичные времена прихода к β -равновесию в URCA-процессах (6), (7) при используемых параметрах среды составляют $\tau_\beta \sim 10^{-2}\text{с}$. Характерное динамическое время аккреции может быть грубо оценено как время, за которое нуклонный поток проходит нейтриноизлучающую часть диска, и также составляет по порядку величины $\tau_d \sim 10^{-2}\text{с}$. Таким образом, нельзя сказать, что аккрецирующее вещество приходит к β -равновесию, а значит, параметр $Y = N_p / (N_p + N_n)$ не определен и может меняться в области

$$Y_\beta < Y < 0.5. \quad (9)$$

Здесь N_p и N_n – концентрации протонов и нейтронов в диске, Y_β – значение параметра Y в условиях β -равновесия (для рассматриваемых плотностей и температур $Y_\beta \sim 0.1$).

Так как средняя длина свободного пробега нейтрино больше характерного поперечного размера диска, то они излучаются из объема. В этом случае нейтринная светимость вычисляется стандартным образом из лагранжиана взаимодействия заряженных электрон-нейтринного и нуклонного токов в низкоэнергетическом приближении [14] и может быть представлена в виде

$$L_{\nu, \bar{\nu}} = \int \omega F_{\nu, \bar{\nu}} d^3 n, \quad (10)$$

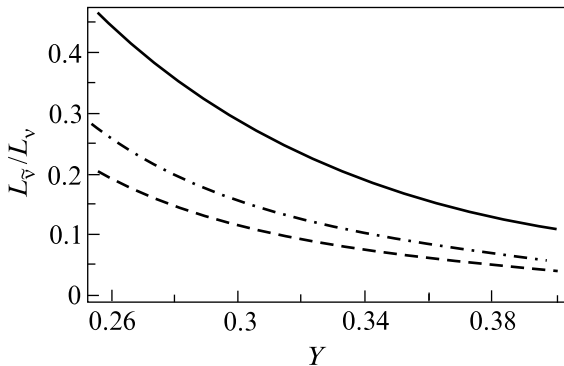
$$F_{\nu, \bar{\nu}} = \frac{G_F^2 \cos^2 \theta_c (1 + 3g_a^2)}{\pi} \frac{\omega^2 N_{p,n}}{\exp[\omega/T \mp a] + 1}. \quad (11)$$

Здесь ω – энергия нейтрино, d^3n – элемент его фазового объема, T – температура среды, $a = (\mu - m_n + m_p) / T$, где μ – химический потенциал электронов, N_n, N_p, m_n, m_p – концентрация и масса нейтронов и протонов, соответственно, g_a – аксиальная константа заряженного нуклонного тока ($g_a \simeq 1.26$ в низкоэнергетическом пределе), G_F – константа Ферми, θ_c – угол Кабиббо. В упрощенной модели однородного диска вычисление интеграла (10) нетрудно довести до конца. В результате выражение для светимости (анти)нейтрино из диска за счет URCA-процессов имеет вид

$$L_{\nu, \bar{\nu}} = \frac{(G_F \cos \theta_c)^2}{2\pi^3} (1 + 3g_a^2) N_{p,n} T^6 V I_5(\pm a),$$

$$I_5(a) = \int_0^\infty \frac{y^5 dy}{\exp(y - a) + 1}, \quad (12)$$

где V – объем излучающего диска. Заметим, что в интервале (9) параметров Y отношение нейтринных светимостей $L_{\bar{\nu}}/L_\nu \ll 1$. Как следует из рисунка, даже в наиболее благоприятном случае β -равновесия это отношение порядка одной десятой и очень быстро спадает с увеличением Y . Таким образом, везде, где это не вызывает недоразумений, мы полагаем $L_{tot} \simeq L_\nu$.



Отношение нейтринных светимостей $L_{\bar{\nu}}/L_\nu$ как функция параметра Y при фиксированных ρ и T . Сплошная линия соответствует $\rho = 10^{11}$ г/см³, $T = 7$ МэВ, $Y_\beta = 0.30$; штрих-пунктирная линия соответствует $\rho = 5 \cdot 10^{10}$ г/см³, $T = 5$ МэВ, $Y_\beta = 0.26$; пунктирная линия соответствует $\rho = 10^{11}$ г/см³, $T = 6$ МэВ, $Y_\beta = 0.24$

Мы вычисляем светимость в e^+e^- -парах в приближении, когда магнитное поле достаточно сильное, но параметр eB много меньше квадрата характерной энергии нейтрино:

$$m_e^2 \ll eB \ll \omega^2, \quad (13)$$

что хорошо выполняется в рассматриваемом случае. Здесь m_e – масса электрона, $e > 0$ – элементарный заряд. Как отмечалось выше, наиболее важно оценить эффективность производства плазмы в малом телесном углу вокруг оси вращения системы. Так как в этом конусе среда достаточно разрежена, ее влиянием на рассматриваемые процессы можно пренебречь. Магнитное поле в этой области может иметь сложную структуру, но мы полагаем его силовые линии направленными вдоль оси вращения.

Светимость электрон-позитронных пар из единицы объема в реакции (2) определяется следующим образом:

$$Q_{\nu\bar{\nu} \rightarrow e^+e^-} = \int j \sigma q_0 dN_\nu dN_{\bar{\nu}},$$

$$dN_{\nu, \bar{\nu}} = \frac{\omega^2 F_{\nu, \bar{\nu}}}{8\pi^3 R^2} dV d\omega. \quad (14)$$

Здесь σ – сечение процесса, $j = q^2/2\omega_1\omega_2$ – имеет смысл относительной скорости в системе покоя одной из начальных частиц, $dN_{\nu, \bar{\nu}}$ – концентрация (анти)нейтрино на расстоянии R от элемента dV изотропно излучающего диска, $q = q_1 + q_2 - 4$ – импульс, передаваемый в реакции. Как показывает анализ, в приближении (13) влияние магнитного поля на сечение реакции мало:

$$\sigma = \sigma_0 \left(1 + O\left(\frac{eB}{\omega^2}\right) \right), \quad \sigma_0 = \frac{G_F^2}{3\pi} (c_v^2 + c_a^2) q^2, \quad (15)$$

где σ_0 – сечение процесса в вакууме, $c_v = 1/2 + 2 \sin^2 \theta_W \simeq 0.96$, $c_a = 1/2$ – векторная и аксиальная константы заряженного нейтрино-электронного тока, θ_W – угол Вайнберга ($\sin^2 \theta_W \simeq 0.23$). Таким образом, для оценки светимости в рассматриваемой реакции мы можем использовать вакуумное приближение. Интегрируя (14) по объему конуса с телесным углом $\Delta\Omega \ll 4\pi$ вдоль оси вращения черной дыры, получим выражение для светимости в e^+e^- -парах. Его целесообразно связать со светимостью нейтрино и антинейтрино с внутренней части диска:

$$L_{\nu\bar{\nu} \rightarrow e^+e^-} = \frac{G_F^2 (c_v^2 + c_a^2)}{128\pi} L_\nu L_{\bar{\nu}} \frac{T}{R_0} \left(\frac{\Delta\Omega}{4\pi} \right) \times$$

$$\times \left[\frac{I_6(a)}{I_5(a)} + \frac{I_6(-a)}{I_5(-a)} \right], \quad (16)$$

где R_0 – радиус последней кеплеровской орбиты.

При вычислении светимости в процессах (3), (4) можно воспользоваться выражением для скорости передачи энергии e^+e^- -плазме на одно нейтрино, полученным в работе [15]. В рассматриваемом приближении (13) это выражение с логарифмической точностью может быть представлено в виде

$$\dot{E} = \frac{7G_F^2(c_v^2 + c_a^2)}{432\pi^3} (eB\omega \sin \theta)^2 \ln \left[eB\omega \sin \theta / m_e^3 \right], \quad (17)$$

где θ – угол между импульсом начального нейтрино и магнитным полем. Интегрируя это выражение по распределению нейтрино dN_ν (14) и объему конуса, получаем полную светимость e^+e^- -плазмы с диска за счет процесса (3):

$$L_{\nu \rightarrow \nu e^+ e^-} = \frac{7G_F^2(c_v^2 + c_a^2)}{1728\pi^2} L_\nu (eB)^2 T R_0 \times \left(\frac{\Delta\Omega}{4\pi} \right) \frac{I_6(a)}{I_5(a)} \ln \left[eBT / m_e^3 \right]. \quad (18)$$

Выражение для светимости в процессе (4) с антинейтрино описывается той же формулой с заменой

$$L_\nu \rightarrow L_{\bar{\nu}}, \quad a \rightarrow -a. \quad (19)$$

Заметим, что вследствие малости отношения $L_{\bar{\nu}}/L_\nu$ (см. рисунок) реакция (4) с антинейтрино дает малый вклад в суммарную светимость плазмы.

Интересно выяснить, могут ли новые реакции (3), (4) конкурировать с процессом (2), считающимся основным в производстве плазмы. Отношение светимостей в этих процессах может быть приведено к виду

$$\frac{L_{\nu \rightarrow \nu e^+ e^-}}{L_{\nu \bar{\nu} \rightarrow e^+ e^-}} = \eta \left(\frac{eB}{T^2} \right)^2 \left(\frac{l_{\bar{\nu}}}{R_0} \right), \quad (20)$$

где η – безразмерное число порядка единицы. Таким образом, при рассматриваемых параметрах диска оба процесса могут давать сравнимые вклады в светимость e^+e^- -пар. Отметим, однако, что новые процессы становятся эффективными лишь при достижении максимальных по напряженности магнитных полей (1) в системе диск – черная дыра.

Численная оценка эффективности производства плазмы в процессе (2) дает

$$\epsilon_{\nu \bar{\nu} \rightarrow e^+ e^-} \simeq 10^{-2} \frac{L_{\bar{\nu}}}{L_\nu} \left(\frac{\Delta\Omega}{4\pi} \right) \left(\frac{L_{tot}}{10^{53} \text{ эрг}} \right) \times \left(\frac{T}{5 \text{ МэВ}} \right) \left(\frac{R_0}{30 \text{ км}} \right)^{-1}. \quad (21)$$

Заметим, что полученное выражение сильно зависит от химического состава среды через отношение $L_{\bar{\nu}}/L_\nu$ (см. рисунок) и быстро уменьшается от своего максимального значения при отклонении среды диска от β -равновесия. Таким образом, эффективность производства плазмы при отсутствии магнитного поля не превосходит десятых долей процента и становится ничтожно малой при существенном отклонении нуклонной среды диска от β -равновесия.

Аналогичная оценка для процесса (3) приводит к выражению

$$\epsilon_{\nu \rightarrow \nu e^+ e^-} \simeq 2 \cdot 10^{-3} \left(\frac{\Delta\Omega}{4\pi} \right) \left(\frac{B}{4 \cdot 10^{15} \text{ Гс}} \right)^2 \times \left(\frac{T}{5 \text{ МэВ}} \right) \left(\frac{R_0}{30 \text{ км}} \right). \quad (22)$$

Легко увидеть, что эффективность в этом процессе не зависит от химического состава диска. Это означает, что при отклонении от β -равновесия процессы рождения плазмы одиночным нейтрино в сильном магнитном поле могут доминировать над процессами аннигиляции. Однако даже в этом случае эффективность рождения плазмы не превышает десятых долей процента и квадратично спадает с уменьшением напряженности магнитного поля. Таким образом, нейтринный механизм рождения плазмы в коллапсирующих системах с гипер-аккрецией, по-видимому, малоэффективен. Отметим, что аналогичный вывод был сделан авторами работы [11] для модели слияния тесной двойной системы в черную дыру.

Авторы выражают благодарность Н. В. Михееву и С. И. Блинникову за обсуждения результатов работы, а также Г. С. Бисноватому-Когану, Н. И. Шакуре, М. Е. Прохорову и М. В. Чистякову за ценные замечания.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант # 01-02-17334, а также Министерства образования Российской Федерации, грант # E00-11.0-5.

1. N. J. Shaviv and A. Dar, *Astrophys. J.* **447**, 863 (1995); A. Dar, *Astrophys. J.* **500**, L93 (1998).
2. К. А. Постнов, *УФН* **169**, 545 (1999).
3. M. J. Rees and P. Meszaros, *MNRAS* **258**, 41 (1992); P. Meszaros and M. J. Rees, *Astrophys. J.* **405**, 278 (1993).
4. S. E. Woosley, *Astrophys. J.* **405**, 273 (1993); A. Mac Fadyen and S. E. Woosley, *Astrophys. J.* **524**, 262 (1999).
5. R. Popham, S. E. Woosley, and C. Fryer, *Astrophys. J.* **518**, 356 (1999).
6. B. Paczynski, *Astrophys. J.* **494**, L45 (1998).
7. N. I. Shakura and R. A. Syunyaev, *Astron. and Astrophys.* **24**, 337 (1973); G. S. Bisnovatyi-Kogan and A. A. Ruzmaikin, *Astron. and Space Sci.* **42**, 401 (1976); G. S. Bisnovatyi-Kogan, *Astron. and Astrophys.* **274**, 796 (1993).
8. V. S. Berezinsky and O. F. Prilutsky, *Astron. and Astrophys.* **175**, 309 (1987); J. Cooperstein, L. J. van den Horn, and E. Baron, *Astrophys. J.* **321**, L129 (1987).

9. H.-Th. Janka, *Astron. and Astrophys.* **244**, 378 (1991).
10. B. Paczynski, *Astrophys. J.* **363**, 218 (1990); A. Dar, B. Z. Kozlovsky, S. Nussinov, and R. Ramati, *Astrophys. J.* **388**, 164 (1992); P. Meszaros and M. J. Rees, *MNRAS* **257**, 29 (1992).
11. M. Ruffert and H.-Th. Janka, *Astron. and Astrophys.* **338**, 535 (1998); M. Ruffert and H.-Th. Janka, *Astron. and Astrophys.* **344**, 573 (1999).
12. А. А. Гвоздев, А. В. Кузнецов, Н. В. Михеев, Л. А. Василевская, *ЯФ* **61**, 1125 (1998).
13. K. Asano and T. Fukuyama, *astro-ph /0009453* (2000).
14. G. G. Raffelt, *Stars as Laboratories for Fundamental Physics*, University of Chicago Press, 1996.
15. А. В. Кузнецов, Н. В. Михеев, *ЯФ* **60**, 2038 (1997).