

УДК 523.07

РЕЛЯТИВИСТСКИЙ НЕЙТРОННЫЙ ФАЙЕРБОЛ ОТ ВЗРЫВА СВЕРХНОВОЙ КАК ВОЗМОЖНЫЙ ИСТОЧНИК КИРАЛЬНОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ. РОЛЬ ТОРМОЗНЫХ ФОТОНОВ

Г. А. Гусев, В. А. Царев

Развивается предложенная ранее идея о возможной роли нейтронов, освобождаемых при взрыве Сверхновой (СН), в качестве источника поляризованных электронов, вызывающих киральную диссимметрию органических молекул в межзвездных газо-пылевых облаках. Нейтроны выносятся за пределы плотной оболочки СН релятивистским нейтронным файерболом с Лоренц-фактором γ порядка 100. На ранней фазе этого выноса поляризованные электроны в результате тормозного излучения в плазме файерболола порождают циркулярно поляризованные фотоны. Фотоны ультрафиолетовой части спектра с энергией около 5 эВ обладают высокой эффективностью кирального воздействия. В благоприятном случае малого поглощения в межзвездной среде этот механизм может оказаться на два порядка более эффективным, чем киральное воздействие поляризованных электронов от того же файерболола.

В последние годы ряд результатов, связанных с исследованием эволюции Земли и с астрофизикой, способствовал возрождению интереса к космическим сценариям происхождения жизни и проблеме “киральной чистоты” биосферы (см., например, [1]). В частности, в работе [2] предложен механизм кирального воздействия потоками поляризованных электронов от распадов нейтронов, которые возникают при взрывах Сверхновых. Эта модель была развита далее в [3] на основе представления о нейтронном

файерболе (см. [4, 5]). С учетом более реалистического сценария взаимодействия плазмы файербола с межзвездной плазмой был подтвержден результат работы [2], и для полного числа киральных взаимодействий с органическими молекулами в газопылевом облаке получена оценка $\sim 10^{54}$.

Это число более чем на 30 порядков превышает число $N_{\min} = 10^{22} - 10^{24}$, которое необходимо для того, чтобы киральное воздействие, произведенное облучением прото-солнечного облака поляризованными электронами от СН, было статистически существенным.

Оценим теперь возможную роль тормозных фотонов. Следуя работе [2], будем предполагать, что на некотором расстоянии $L \leq 15$ пк от СН находилось газопылевое облако со следующими типичными параметрами: размер облака $R \sim 1$ пк, плотность $n \sim 10^4$ молекул/см³, доля органических молекул $\zeta \sim 10^{-3}$. Для описания файербола будем использовать параметры из работы [3]: масса нейтронов в файерболе равна примерно 0.01 массы Солнца (что соответствует числу нейтронов около $N = 10^{55}$, для файербола от нейтронной звезды это, по-видимому, максимальное значение).

Как отмечено в [3], значительную долю барионного состава сильно релятивистских файерболов должны составлять нейтроны, которые в самом начале взрыва могут иметь Лоренц-фактор $\Gamma_n = 10^2 - 10^3$. На расстояниях $R \approx 10^{15}$ см происходит разделение нейтронной и первоначальной плазменной оболочек файербола. Как известно, нейтроны в системе покоя распадаются со средним временем жизни $\tau_\beta \approx 900$ с, так что средний распадный радиус для релятивистских нейтронов с Лоренц-фактором Γ_n составляет $R_\beta = c \cdot \tau_\beta \cdot \Gamma_n = 0.8 \cdot 10^{16} (\Gamma_n/300)$ см. Распад нейтронов приводит к образованию дополнительной протон – электронной релятивистской плазмы, взаимодействующей с фоновой космической холодной плазмой малой плотности. Благодаря пучковой неустойчивости, развивающейся за времена порядка нескольких периодов плазменной ионной частоты, релятивистская плазма довольно быстро тормозится до нерелятивистских скоростей.

В работе [4] показано, что существует некое характерное расстояние R_N , когда плазменный файербол затормозится до нерелятивистских скоростей $\beta \approx 0.5$, что для типичных условий в окрестности предсверхновой происходит при расстояниях

$$R_N \approx 10R_\beta = 0.8 \cdot 10^{17} (\Gamma_n/300) \text{ см.} \quad (1)$$

После этого происходит дальнейшее торможение плазмы файербола. В работе [3] было рассмотрено “прямое” киральное воздействие поляризованных электронов от СН.

Однако эти электроны могут, вообще говоря, оказывать также “косвенное” киральное воздействие, посредством “двухступенчатого” механизма через рождение циркулярно поляризованных тормозных фотонов в УФ области спектра (5–10 эВ), которые могут генерироваться из фэйрбола на начальной стадии его эволюции, когда плотность его плазмы велика. При этом, если для распадных электронов характерная длина генерации тормозного излучения сравнима с размерами фэйрбола, то вероятность тормозного излучения значительна. В начальной стадии фэйрбол имеет большой Лоренц-фактор γ и потому при переходе в систему координат, связанную с межзвездной средой, энергия фотонов увеличивается в γ раз. Это означает, что для оценки потока фотонов с низкими энергиями, которые существенны для эффектов кирального воздействия, следует рассматривать очень мягкие тормозные фотоны в сопутствующей системе координат и учитывать, что степень их поляризации пропорциональна энергии. Она значительна лишь в высокоэнергичной части спектра тормозных фотонов.

Сделаем оценку для вероятности тормозного излучения электронов из рассмотренного выше фэйрбола в УФ области спектра, используя формулу для полного сечения [6], проинтегрированную по скоростям рассеянного электрона:

$$d\sigma/d\omega = \frac{16}{3} z^2 \alpha r_e^2 \frac{c^2}{v^2} \ln \frac{v + v'}{v - v'} \frac{d\omega}{\omega}. \quad (2)$$

Здесь z – заряд ядра, α – постоянная тонкой структуры, r_e – классический радиус электрона, v' – скорости падающего и рассеянного электронов, ω – частота излученного фотона. Из (2) находим, что для электронов со средней энергии 400 кэВ, которые в системе фэйрбола дадут фотоны с энергией 0.015–0.03 эВ, сечение тормозного излучения составляет $\sigma \approx 7 \cdot 10^{-26}$ см². Оценим среднюю плотность плазмы вблизи фронта фэйрбола на расстояниях $R = 10^{15}$ см, чтобы оценить длину тормозного излучения фотонов таких энергий. При условии, что $\sim 10\%$ из числа 10^{55} нейтронов к этому моменту распадутся, плотность плазмы составит около 10^{12} см⁻³. При этом длина тормозного излучения таких фотонов $l = 1/n\sigma$ равна $1.5 \cdot 10^{13}$ см, то есть она существенно больше толщины оболочки фэйрбола в продольном направлении на начальной стадии развития фэйрбола. Это означает, что в продольном направлении вероятность излучения фотонов мала ($\sim 3 \cdot 10^{-2}$). И только под большими углами каждый электрон даст фотон с вероятностью, близкой к 1. Для оценки по порядку величины занизим несколько результатов и будем считать длину взаимодействия, на которой генерируются соответствующие фотоны, во всех направлениях порядка 10^{12} см. Это дает для числа излученных тормозных фотонов значение $3 \cdot 10^{52}$. При переходе в систему координат межзвездной среды эти

фотоны станут УФ фотонами с энергиями 5–10 эВ. При этом степень их циркулярной поляризации будет всего $3 \cdot 10^{-8}$ (спиральность фотонов инвариантна при преобразованиях Лоренца), так как они происходят от фотонов с энергиями 0.015–0.03 эВ. Тем не менее, из-за того, что эффективность кирального воздействия циркулярно поляризованных фотонов превышает на 11 порядков таковую для поляризованных электронов, способность фотонов к киральному воздействию оказывается большей на два порядка с лишним, чем для электронов (для электронов 10^{54} взаимодействий при эффективности 10^{-12} , для тормозных фотонов $3 \cdot 10^{52}$ взаимодействий при эффективности $6 \cdot 10^{-9}$).

Для получения окончательной оценки осталось учесть поглощение УФ фотонов в плазме фajerбола и в межзвездной среде на пути порядка 10–15 пк. Для плазмы фajerбола коэффициент поглощения может быть вычислен по формуле [6]:

$$\alpha = \frac{2.44 \cdot 10^{-37}}{\sqrt{T_e}(h\nu)^3} z^2 n_e n_i \left(1 - \exp\left(-\frac{h\nu}{\kappa T_e}\right) \right) \text{ см}^{-1}. \quad (3)$$

Здесь κ – постоянная Больцмана. Подставляя для энергии фотонов $h\nu$ и электронной температуры T_e , соответственно, значения 0.01 эВ и 100 эВ, получим для длины поглощения величину $1.5 \cdot 10^{15}$ см. Отсюда следует, что все тормозные фотоны выходят из фajerбола практически без поглощения.

При движении фотонов в межзвездной среде, в том случае, если в ней отсутствует нейтральная компонента, длина поглощения оказывается очень большой. Так, даже при плотности плазмы 1 см^{-3} и электронной температуре 1 эВ для УФ фотонов с энергией 10 эВ она составляет порядка 10^{38} см. Таким образом, если в пространстве между СН и газопылевым облаком нет нейтрального газа, который за счет фотоэффекта мог бы поглотить УФ фотоны, эффект от тормозных УФ фотонов оказывается на два порядка больше, чем эффект от поляризованных электронов.

Оценим теперь потери ультрафиолетовых фотонов из-за фотоэффекта при наличии нейтрального газа. Для этого воспользуемся хорошо известной формулой для сечения фотоэффекта [6]

$$\sigma = (32\sqrt{2}/3)\pi r_e^2 \alpha^4 z^5 (m_0 c^2 / h\nu)^{7/2}, \quad (4)$$

где m_0 – масса покоя электрона, а ν – частота фотона. Нетрудно понять, что из формулы (4) при энергии фотонов 10 эВ при обычно принятой модели обилия элементов максимальное поглощение таких фотонов за счет фотоэффекта дает цезий из-за большой величины z и низкого потенциала ионизации. Так что оно будет очень велико в случае холодной межзвездной среды с плотностью нейтралов около 0.1 см^{-3} . С другой стороны, хорошо известно, что от 40 до 70% объема межзвездной галактической среды

имеют существенно меньшую плотность и высокую температуру: $n \sim 10^{-2} - 10^{-4} \text{ см}^{-3}$ и $T \sim 10^5 \text{ К}$. Беря среднюю плотность $n \sim 10^{-3} \text{ см}^{-3}$ и степень ионизации цезия около 90%, получим для вклада цезия в поглощение фотонов на расстояниях L от СН порядка $L = 10$ пк весьма большую величину оптической толщи $\tau = L\alpha \sim 6$. В результате число фотонов уменьшится в $2.5 \cdot 10^{-3}$ раз, то есть вклад в таких условиях будет сильно подавлен, и вклад поляризованных электронов становится в 4 раза сильнее. Отметим, что в работе [7] рассматривалось заметно большее поглощение. Стоит заметить, что при степени ионизации цезия на уровне 99% поглощение фотонов из-за фотоэффекта становится небольшим, число фотонов убывает всего в два раза. Точно так же, при взрыве СН в непосредственной близости от газопылевого облака или непосредственно в нем киральное воздействие циркулярно поляризованных УФ фотонов, порожденных файерболом, является доминирующим.

В заключение еще раз подчеркнем, что релятивистский файербол от СН является эффективным механизмом для выноса нейтронов за пределы плотной и сравнительно медленно расширяющейся оболочки при взрыве СН. Эта оболочка препятствует выходу поляризованных электронов от распадов нерелятивистских нейтронов и быстро распадающихся изотопов, а также тормозного излучения УФ фотонов от этих электронов. Благодаря указанному выносу, слабой деградациии поляризации электронов в межзвездной среде и сравнительно слабому поглощению УФ фотонов (при отсутствии нейтральной компоненты до расстояний порядка 10 пк) релятивистский файербол является одним из перспективных кандидатов на роль ведущего механизма кирального воздействия СН на органические молекулы в туманностях, отдаленных от СН не более, чем на 10–20 пк. В то же время, если окажется, что релятивистский файербол рассмотренных размеров является мало вероятным событием при взрывах СН в пределах нашей Галактики, то киральное воздействие файерболов меньших размеров, которые более вероятны и сопровождаются менее мощным гамма всплеском ниже порога регистрации (потому они и не наблюдаются), по-прежнему остается возможным лидирующим механизмом по сравнению с остальными механизмами [2]. В предыдущей нашей работе [3] указывалось, что представляется интересным рассмотреть эффект кирального воздействия от β – распада радиоактивных изотопов расширяющейся оболочки СН, суммарный эффект от которых может быть значительным и способен конкурировать с рассмотренными механизмами для малых файерболов.

Авторы выражают благодарность за обсуждение и стимулирующие замечания Я.Н. Истомину.

Работа частично поддержана грантом РФФИ N 05-02-39020.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Bonner W.A. *Origins of Life and Evol. Biospheres* **21**, 407 (1992).
- [2] Сaito Т., Царев В.А. *Краткие сообщения по физике ФИАН*, No. 3, 16 (2004).
- [3] Гусев Г. А., Полухина Н. Г., Царев В. А., Урысон А. В. *Краткие сообщения по физике ФИАН*, No. 7, 26 (2007).
- [4] Veloborodov A. M. *ApJ* **585**, L19-L22 (2003).
- [5] Veloborodov A. M. *ApJ* **588**, 931 (2003).
- [6] Лифшиц Е. М., Питасевский Л.П. *Релятивистская квантовая теория, часть 2* (М., Наука, 1971).
- [7] Gusev G. A., Saito T., Tsarev V. A., Uryson A. V. *Origins of Life and Evol. Biospheres* **37** (2007, в печати).

Поступила в редакцию 25 апреля 2007 г.