

УДК 524.1-352

МОДЕЛИРОВАНИЕ УСКОРЕНИЯ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ В БЫСТРЫХ ОПТИЧЕСКИХ ТРАНЗИЕНТАХ

© 2023 г. В. И. Романский¹, *, А. М. Быков¹, С. М. Осипов¹

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки

“Физико-технический институт имени А. Ф. Иоффе Российской академии наук”, Санкт-Петербург, Россия

*E-mail: romanskyvadim@gmail.com

Поступила в редакцию 25.12.2022 г.

После доработки 12.02.2023 г.

Принята к публикации 29.03.2023 г.

Представлены результаты моделирования ускорения космических лучей субрелятивистскими ударными волнами (со скоростями порядка 0.3 скорости света) методом Particle-in-Cell. С помощью полученных функций распределения ускоренных частиц выполнен расчет синхротронного радиоизлучения быстрого оптического транзиента CSS161010. Указаны возможности объяснения рентгеновского излучения в рамках комптоновского механизма, и определены параметры среды в CSS161010.

DOI: 10.31857/S0367676523701648, EDN: ONQBTY

ВВЕДЕНИЕ

Недавние наблюдения открыли новый класс объектов — быстрые голубые оптические транзиенты (FBOT). Известные на данный момент быстрые голубые оптические транзиенты AT2018cow [1], ZTF2018abvkwla [2], CSS161010 [3], AT2020xnd [4] и AT2020mrfv [5] характеризуются большой светимостью $L > 10^{43}$ эрг/с, коротким характерным временным масштабом порядка нескольких дней, низкой выброшенной массой эжекты и высокими скоростями. Вместе со слабыми гамма-всплесками они, возможно, принадлежат к переходному классу объектов между нерелятивистскими сверхновыми и обычными гамма-всплесками. Рассматриваемый в данной работе объект CSS161010, имеет по оценкам [3] скорость эжекты 0.55 с на ранних этапах и около 0.3 с на поздних (порядка одного года). Субрелятивистские ударные волны могут быть источниками космических лучей высоких энергий [6–9].

PARTICLE-IN-CELL МОДЕЛИРОВАНИЕ

В работе мы использовали Particle-in-Cell (PIC) расчеты, выполненные с помощью кода Smilei [10], разработанным Деруле и другими. Для инициализации ударной волны в двумерной симуляции на левой границе по оси x установлена отражающая стенка, с которой сталкивается втекающий однородный поток плазмы. Вдоль перпендикулярного направления y установлены периодические граничные условия. Число ячеек в

продольном направлении $N_x = 204800$, в поперечном $N_y = 400$. Размер ячейки $dx = dy = 0.2c/\omega_e$, где ω_e — плазменная электронная частота $\omega_e = \sqrt{4\pi n e^2/m_e}$, e — абсолютная величина заряда электрона, n — концентрация электронов, m_e — масса электрона, увеличена для экономии численных ресурсов так, что отношение масс протона и электрона $m_p/m_e = 100$. Начальное магнитное поле $\vec{B}$ лежит в плоскости симуляции под углом ϑ к скорости потока. Электрическое поле инициализируется так, чтобы компенсировать силу Лоренца в лабораторной системе $\vec{E} = -\vec{v} \times \vec{B}/c$. Скорость потока плазмы $v = 0.3c$ что соответствует лоренц-фактору $\gamma = 1.05$. Такая скорость соответствует оценкам для выбранного нами транзиента CSS161010 из статьи [3]. Намагниченность потока $\sigma = B^2/4\pi\gamma n m_p c^2 = 2 \cdot 10^{-4}$. Максимальное время симуляции составляет $7 \cdot 10^4 \omega_e^{-1}$ или около 100 обратных протонных гирочастот. Эффективность ускорения частиц зависит от угла наклона магнитного поля ϑ , особенно в случае релятивистских ударных волн [6–9]. У квазипоперечных ударных волн, для которых $\cos(\vartheta')$ меньше скорости ударной волны v'_{sh} (где величины измерены в системе набегающего потока) ускорение подавлено. При углах наклона меньших критического ударная волна способна эффективно ускорять частицы.

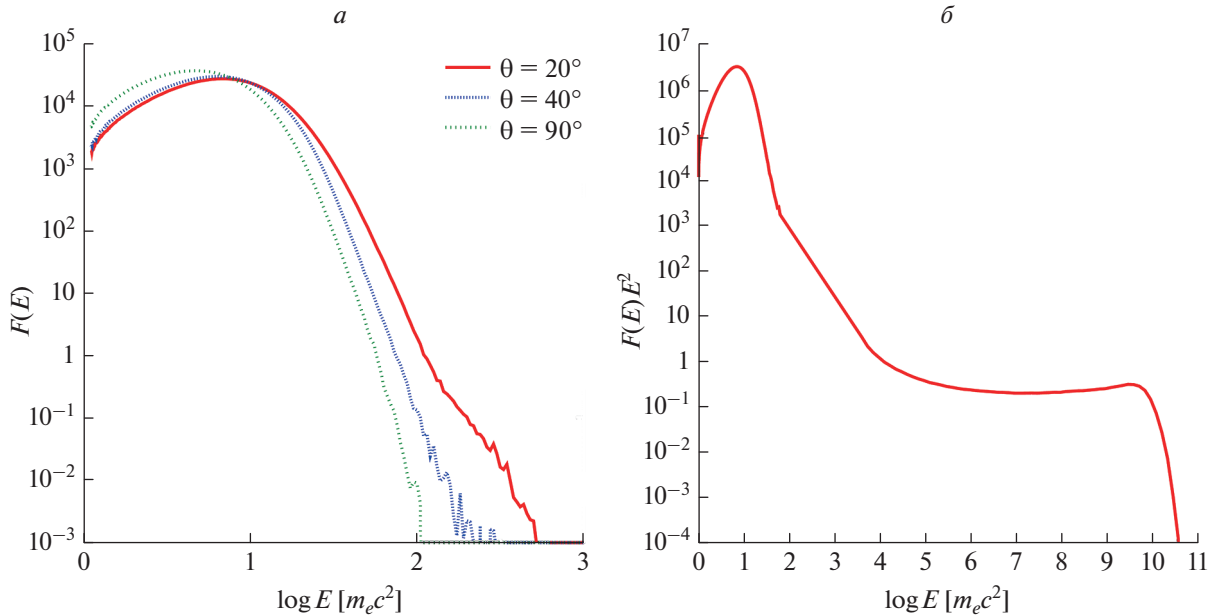


Рис. 1. Спектр электронов при разных углах наклона поля (а). Спектр электронов при угле наклона поля $\vartheta = 30^\circ$ полученный совмещением PIC и Монте-Карло расчетов (б).

Функции распределения частиц за фронтом ударной волны при различных углах наклона изображены на рис. 1а, они имеют тепловой вид в случае квазиперпендикулярной волны и имеют степенной хвост с показателем ~ -3.5 в случае квазипролондной.

РАСЧЕТ ИЗЛУЧЕНИЯ

Радиоизлучение быстрых оптических транзиентов характеризуется наличием синхротронного самопоглощения. Расчет излучения проводится с помощью формул, описанных, например, в работе [11]. Спектральная плотность мощности излучения единицы объема вещества определяется формулой

$$I(\nu) = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} dE \frac{\sqrt{3}e^3 n F(E) B_{\perp}}{m_e c^2} \frac{\nu}{\nu_c} \int_{\frac{\nu}{\nu_c}}^{+\infty} K_{5/3}(x) dx, \quad (1)$$

где $\nu_c = 3e^2 B_{\perp} E^2 / 4\pi m_e^3 c^5$, $B_{\perp}$ — компонента магнитного поля, перпендикулярная лучу зрения, $K_{5/3}$ — функция МакДональда. Коэффициент поглощения равен

$$k(\nu) = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} dE \frac{\sqrt{3}e^3}{8\pi m_e \nu^2} \frac{n B_{\perp}}{E^2} \frac{d}{dE} E^2 F(E) \frac{\nu}{\nu_c} \times \int_{\frac{\nu}{\nu_c}}^{+\infty} K_{5/3}(x) dx. \quad (2)$$

Используя эти формулы, Шевалье [12] построил модель излучения плоского однородного диска, расположенного перпендикулярно к лучу зрения. При таких предположениях, измерив спектральную плотность излучения и получив ее максимум в данный момент времени и частоту, на которую он приходится, можно получить размер источника и магнитное поле в нем. Таким образом, в работах [1–5] были оценены параметры быстрых транзиентов. Так же, измеряя размер источника в разные моменты времени, можно оценить скорость распространения ударной волны.

Такой способ определения параметров источника использует модельное предположение о чисто степенной функции распределения электронов, а также феноменологические параметры долей энергии, содержащихся в ускоренных электронах и магнитном поле. Совместное PIC и Монте-Карло моделирование позволяет рассматривать большие пространственные масштабы и определить усиленное магнитное поле вблизи фронта ударной волны [13–15]. Как показано в работе [16], результаты расчетов Монте-Карло согласуются с выбранным значением параметра намагниченности, используемом нами в PIC модели. Высокие энергии (>100 ГэВ) нельзя получить в PIC из-за ограниченных масштабов, но расчеты методом Монте-Карло показывают возможность ускорения до энергий выше 1 ПэВ. Спектры электронов, полученные двумя методами моделирования, имеют схожий наклон в области низких энергий. Функция распределения электронов для

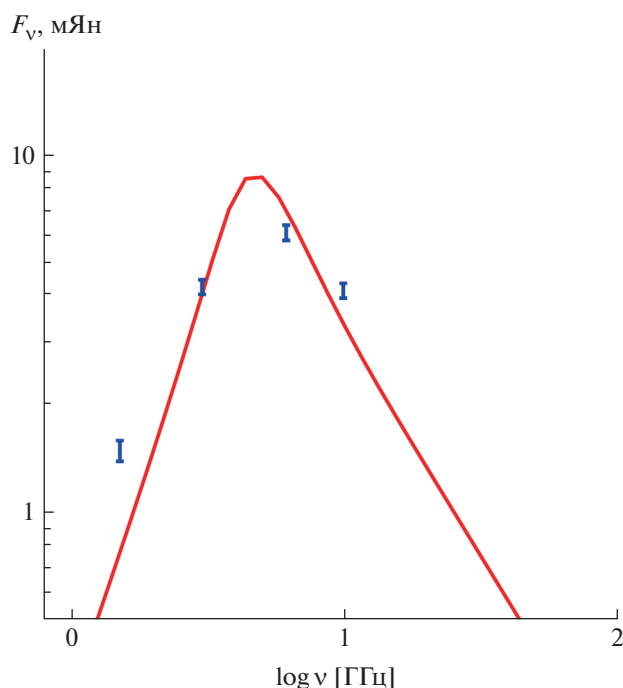


Рис. 2. Сравнение наблюдаемого спектра объекта CSS161010 на 99 с момента вспышки [3] с результатами моделирования.

ударной волны с углом наклона $\vartheta = 30^\circ$, полученная сшиванием результатов PIC и Монте-Карло моделирования, показана на рис. 1б.

В модели расчета излучения мы считаем источник сферической оболочкой, с однородной в каждый момент времени концентрацией частиц и магнитным полем. В разных точках фронта имеет место разный угол наклона магнитного поля относительно него, и используются соответствующие такому углу функции распределения. Излучение вычисляется интегрированием формул (1) и (2) по объему источника и наблюдательные данные фитируются с помощью подбора параметров — размера источника, магнитного поля и концентрации плазмы. На рис. 2 показаны спектры излучения, полученные в результате моделирования. Релятивистские электроны, определяющие синхротронное радиоизлучение, имеют Лоренц-факторы порядка нескольких десятков. Комптоновское рассеяние оптических квантов этими электронами попадает в рентгеновский диапазон. Поток энергии $1.33 \pm 0.76 \cdot 10^{-15}$ эрг/с · см² в диапазоне 0.3–10 КэВ был зарегистрирован спустя 99 сут после вспышки [3]. Для получения такого потока рентгеновского излучения релятивистскими электронами при комптоновском рассеянии необходима очень высокая плотность энергии оптического излучения, вплоть до 10^{-3} эрг/с · см³, что на много порядков превосходит диффузное излуче-

ние галактики. Однако такая плотность фотонов достижима при распространении ударной волны от вспышки сверхновой в компактном скоплении молодых массивных звезд [17–19]. Вычисленные в результате моделирования параметры источника следующие: магнитное поле 0.6 Гс, размер $1.3 \cdot 10^{17}$ см, концентрация 150 см^{-3} , в то время как в работе [3] авторы получили значения 0.29 Гс, $1.4 \cdot 10^{17}$ см, 25 см^{-3} соответственно. Видно значительное отличие в концентрации частиц, что связано с использованием авторами [3] параметризованной функции распределения частиц, в то время как кинетическая модель Particle-in-Cell определяет функцию распределения согласованно с эволюцией ударной волны.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлены результаты Particle-in-Cell и Монте-Карло моделирования ускорения частиц в субрелятивистской ударной волне. Полученные спектры частиц позволяют объяснить наблюдаемые спектры синхротронного и рентгеновского излучения быстрого транзита CSS16101. Быстрые оптические транзиенты могут быть источниками ускоренных частиц с энергиями выше 1 ПэВ, таких как наблюдаемые, например, в эксперименте ТУНКА-133 [20].

Particle-in-Cell расчеты Романского В.И. поддержаны Российским научным фондом (проект № 21-72-20020), модели излучения Быкова А.М. и Осипова С.М. — темой государственного задания 0040-2019-0025. Результаты работы были получены с использованием ресурсов суперкомпьютерного центра Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого (<http://scc.spbstu.ru>).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ho A., Phinney E., Ravi V. et al. // *Astrophys. J.* 2019. V. 871. No. 1. P. 19.
2. Ho A., Perley D.A., Kulkarni S.R. et al. // *Astrophys. J.* 2020. V. 895. No. 1. P. 49.
3. Coppejans D.L., Margutti R., Terreran G. et al. // *Astrophys. J. Lett.* 2020. V. 895. No. 1. P. L23.
4. Perley D.A., Ho A., Yao Y. et al. // *MNRAS.* 2021. V. 508. No. 4. P. 5138.
5. Yao Y., Ho A.Y.Q., Medvedev P. et al. // *Astrophys. J.* 2022. V. 934. No. 2. P. 104.
6. Derouillat J., Beck A., Perez F. et al. // *Comp. Phys. Commun.* 2018. V. 222. P. 351.
7. Sironi L., Spitkovsky A. // *Astrophys. J.* 2009. V. 698. No. 2. P. 1523.
8. Guo X., Sironi L., Narayan R. // *Astrophys. J.* 2014. V. 794. No. 2. P. 153.
9. Crumley P., Caprioli D., Markoff S., Spitkovsky A. // *MNRAS.* 2019. V. 485. No. 4. P. 5105.

10. *Romansky V.I., Bykov A.M., Osipov S.M.* // J. Phys. Conf. Ser. 2018. V. 1038. Art. No. 012022.
11. *Ghisellini G., Svensson R.* // MNRAS. 1991. V. 252. No. 4. P. 313.
12. *Chevalier R.A.* // Astrophys. J. 1998. V. 499. No. 2. P. 810.
13. *Осипов С.М., Быков А.М.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 4. С. 486; *Osipov S.M., Bykov A.M.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 4. P. 360.
14. *Быков А.М., Осипов С.М.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2019. Т. 83. № 8. С. 1143; *Bykov A.M., Osipov S.M.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2019. V. 83. No. 8. P. 1141.
15. *Быков А.М., Осипов С.М., Эллисон Д.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2017. Т. 81. № 4. С. 468; *Bykov A.M., Osipov S.M., Ellison D.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2017. V. 81. No. 4. P. 431.
16. *Bykov A.M., Romansky V.I., Osipov S.M.* // Universe. 2022. V. 8. No. 1. P. 32.
17. *Clark J.S., Negueruela I., Crowther P.A., Goodwin S.P.* // Astron. Astrophys. 2005. V. 434. P. 949.
18. *Bykov A.M., Ellison D., Gladilin P.E., Osipov S.M.* // MNRAS. 2015. V. 453. No. 1. P. 113.
19. *Каляшова М.Е., Быков А.М., Осипов С.М.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 4. С. 482; *Kalyashova M.E., Bykov A.M., Osipov S.M.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 4. P. 357.
20. *Просин В.В., Астапов И.И., Безъязыков П.А. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 4. С. 525; *Prosin V.V., Astapov I.I., Bezzyazekov P.A. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 4. P. 395.

Particle-in-Cell simulation of cosmic ray acceleration in fast blue optical transients

V. I. Romansky^{a, *}, A. M. Bykov^a, S. M. Osipov^a

^a *Ioffe Physical-Technical Institute of the Russian Academy of Sciences, Saint-Petersburg, 194021 Russia*

^{*}*e-mail: romanskyvadim@gmail.com*

Results of Particle-in-Cell modelling of cosmic ray acceleration in sub-relativistic shocks (with speed about 0.3 speed of light) are presented. Synchrotron and Inverse Compton radiation from FBOT CSS161010 are calculated using particle distributions, obtained from PIC simulation. Source parameters are evaluated via fitting modeled radiation with observations.