

## О ВЛИЯНИИ МАГНИТНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ НА СПЕКТРЫ ПОСЛЕСВЕЧЕНИЯ ГАММА-ВСПЛЕСКОВ

© 2023 г. Ю. А. Уваров<sup>1\*</sup>, А. М. Быков<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 11.09.2023 г.

После доработки 16.10.2023 г.; принята к публикации 20.10.2023 г.

Гамма-всплески представляют собой явления быстрого энерговыделения огромной мощности, связанные с коллапсом или слиянием звезд. В результате внутренних процессов в них формируются популяции нетепловых ускоренных частиц, излучающих в широком диапазоне энергий. Ряд наблюдений показал, что от некоторых гамма-всплесков регистрируются фотоны с энергиями вплоть до десятков ТэВ. Однако из-за больших энергетических потерь излучающих частиц объяснение такого высокоэнергичного излучения в рамках стандартных механизмов излучения сталкивается с большими трудностями. В данной работе на основе модели адиабатического расширения для фазы послесвечения всплеска исследуется влияние неоднородностей магнитного поля на спектры в рамках синхротронного механизма излучения электронов и протонов, с учетом эффектов комптоновского рассеяния синхротронных фотонов. Показано, что эффект неоднородности магнитного поля может увеличить максимальные энергии синхротронного излучения электронов и протонов в несколько раз, не влияя на максимальные энергии комптоновских фотонов, формирующихся в режиме Клейна–Нишины.

*Ключевые слова:* гамма-всплески, синхротронное излучение, магнитная турбулентность

**DOI:** 10.31857/S0320010823100078, **EDN:** МТТЮКQ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Гамма-всплески были впервые обнаружены в данных наблюдений спутников Vela (Клебесадел и др., 1973) и почти сразу подтверждены в результате анализа данных прибора Конус на спутнике Космос-461 (Мазец и др., 1974). Последующие наблюдения показали изотропное распределение гамма-всплесков на небесной сфере, свидетельствующее об их внегалактическом происхождении (Миган и др., 1992; Аптекарь и др., 2019). Рентгеновское послесвечение гамма-всплеска было впервые обнаружено спутником ВерроSAX (Коста и др., 1997). Позже были зарегистрированы ассоциированные со всплесками оптические (Парадис и др., 1997) и радио (Фрэйл и др., 1997) транзиенты, от некоторых из которых, или от их родительских галактик, было напрямую измерено красное смещение  $Z$  (Мецгер и др., 1997; Кулкарни и др., 1998), оказавшееся больше или  $\sim 1$ . При своей яркости и космологической природе гамма-всплески являются ярчайшими объектами, за короткое время высвечивающими энергию  $\sim 10^{51} - 10^{54}$  эрг, в предположении изотропного излучения. Считается,

что в гамма-всплесках формируется релятивистский джет с  $\Gamma \gtrsim 100$ , направленный на наблюдателя, что позволяет существенно усилить мощность излучения в направлении джета за счет геометрического фактора и доплеровского уярчения.

В последнее время от нескольких гамма-всплесков наземными черенковскими телескопами было зарегистрировано излучение с энергией фотонов в диапазоне от 0.1 до нескольких ТэВ (Нода, Парсонс, 2022; Агаронян и др., 2023). В стандартной модели ускорения частиц на ударной волне потери на синхротронное излучение (СИ) ограничивают максимальные энергии частиц и максимальные энергии синхротронных фотонов. Ограничение на частоту фотонов в модели с однородным по амплитуде магнитным полем в области излучения не зависит от поля и для СИ электронов составляет  $\nu_{e,\max} \sim 30$  МэВ без учета доплеровского уярчения (оценка приведена в разделе 2.1). Объяснение наблюдаемого ТэВного излучения при этом оказывается невозможным и для его интерпретации применяются процессы комптоновского рассеяния на синхротронных фотонах, СИ протонов и некоторые другие экзотические сценарии.

\*Электронный адрес: [uv@astro.ioffe.ru](mailto:uv@astro.ioffe.ru)

Механизмы излучения как основной фазы гамма-всплеска, так и послесвечения, долгое время являются предметом обсуждения. В последнее время детальный анализ спектров излучения основного всплеска указал, в ряде случаев, на наличие излома в спектре на энергиях ниже максимума потока энергии излучения (Оганесян и др., 2017). Это предполагает наличие трех степенных участков основного спектра, в отличие от стандартной модели Банда. При этом в области низких энергий фотонный индекс очень жесткий и близок к значению  $2/3$ , и в синхротронной модели возникает проблема неполного охлаждения излучающих лептонов, что привело Гизелини и др. (2020) к обсуждению возможности вклада СИ протонов в механизм излучения основной фазы всплеска. От GRB 090510 была зарегистрирована высокоэнергичная компонента излучения (до 10 ГэВ), отстающая на 0.1 с от компоненты Банда (Акерман и др., 2010). Для объяснения наблюдений черенковским телескопом MAGIC послесвечения GRB 190114C в диапазоне энергий 0.2–1 ТэВ модель протонного СИ предложена Исравель и др. (2023), причем рентгеновское излучение в ней обусловлено СИ лептонов. Наконец, Жанг и др. (2023) обсуждали СИ протонов как реалистичную модель излучения яркого всплеска GRB 220910A. Для прояснения вопроса о механизмах формирования излучения всплесков необходимо дальнейшее исследование. Ниже мы рассматриваем в том числе и возможный вклад СИ протонов в случайных полях в наблюдаемые спектры.

В настоящей работе рассматривается гидродинамическая модель послесвечения всплеска на основе самоподобного решения задачи о распространении релятивистской оболочки в окружающую среду (Бландфорд, МакКи, 1976), для которой рассчитывается СИ электронов и протонов, с учетом турбулентности магнитного поля. Также рассчитывается обратное комптоновское излучение. Показано, что турбулентное магнитное поле может сильно повлиять на спектр СИ, продлив его в область высоких энергий за пределы ограничений модели однородного по амплитуде поля.

## 2. МОДЕЛИРОВАНИЕ ГАММА-ВСПЛЕСКА НА СТАДИИ ПОСЛЕСВЕЧЕНИЯ

При взрывном энерговыделении в источнике гамма-всплеска формируются релятивистские джеты (джет), распространяющиеся в окружающую холодную среду. В результате образуются релятивистские ударные волны (УВ), распространяющиеся в окружающую среду и вглубь джета. Наблюдатель, находящийся на луче джета, наблюдает усиление яркости излучения, по сравнению с

изотропным случаем, как за счет того, что основная часть энергии взрыва уходит в направлении джетов, так и за счет релятивистского эффекта Доплера. Механизм формирования джетов, как и механизм формирования излучения основной фазы гамма-всплеска, до конца пока не установлен. Процессы, происходящие при расширении горячих джетов в межзвездную среду, изучены существенно лучше. Считается, что в случае послесвечения излучающие частицы ускоряются на УВ. Модель гидродинамической эволюции потока вещества в джете рассматривается ниже в этом разделе вместе с процессами излучения.

### 2.1. Модель адиабатического расширения гамма-всплеска

В работе используется модель автомодельного адиабатического релятивистского расширения горячей сферически симметричной оболочки в холодную межзвездную среду (Бландфорд, Мак-Ки, 1976; Сари, 1997; Гранот и др., 1999а; Сари, Есин, 2001). Эволюция параметров плазмы в рамках модели определяется автомодельным параметром  $\chi = 1 + 16\gamma_f^2 \frac{R-r}{R}$ , где  $R$  — радиус УВ,  $r$  — расстояние от центра гамма-всплеска до рассматриваемого элемента плазмы,  $\gamma_f$  — гамма-фактор плазмы сразу за УВ в системе покоя внешней среды;  $\gamma_f = \Gamma/\sqrt{2}$ , где  $\Gamma$  — гамма-фактор самой УВ. Автомодельное решение имеет вид

$$n' = 4\gamma_f n_0 \chi^{-5/4}, \quad e' = 4\gamma_f^2 n_0 m_p c^2 \chi^{-17/12}, \quad (1)$$

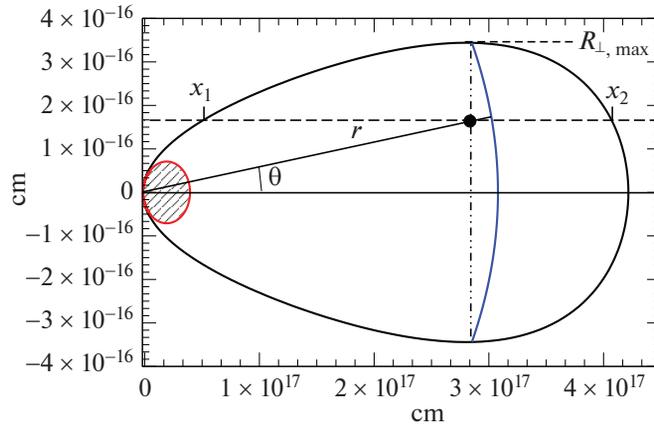
$$\gamma = \gamma_f \chi^{-1/2}, \quad \Gamma^2 R^3 = \text{const.}$$

Здесь штрихом обозначены параметры рассматриваемого элемента плазмы в его собственной системе отсчета — концентрация и плотность энергии,  $\gamma$  — гамма-фактор элемента плазмы,  $n_0$  — концентрация в окружающем пространстве. Для водородной плазмы концентрации электронов и протонов равны  $n'_e = n'_p = n'$ .

Время прихода фотона к наблюдателю  $T$ , отсчитанное от начала всплеска (для наблюдателя), можно выразить через время излучения и координаты излучающего элемента как

$$T_z = \frac{T}{1+Z} = t - \frac{r\mu}{c}. \quad (2)$$

Здесь  $Z$  — космологическое красное смещение,  $t$  — время всплеска в его системе отсчета, причем 0 соответствует началу всплеска,  $r$  — расстояние от прародителя всплеска,  $\mu = \cos \theta$ , угол  $\theta$  отсчитывается от направления на наблюдателя. Учитывая что  $\Gamma \propto R^{-3/2}$ , из (2) можно получить границу области, из которой излучение приходит к наблюдателю в



**Рис. 1.** На рисунке черным цветом изображена граница области, из которой излучение приходит к наблюдателю в момент времени  $T_z = 1$  день. Масштаб вдоль оси  $Oy$  увеличен. Всплеск произошел в начале координат, ось  $Ox$  направлена на наблюдателя. Красным показана граница области неприменимости автомодельного решения. Черным кружком показан элемент плазмы с координатами  $r, \theta$ , излучение которого в момент времени  $t$  наблюдатель видит в момент времени  $T$ . Излучение, испущенное в момент времени  $t$  от всех точек (штрихпунктирная линия), приходит к наблюдателю одновременно. Синей кривой схематически показано положение УВ с радиусом  $R \approx ct$  в момент времени  $t$ . Автомодельный параметр  $\chi = 1 + 16\gamma_f^2 \frac{R-r}{R}$ . Штриховой прямой показан луч зрения, пересекающий область излучения в точках с координатами  $x_1, x_2$  — пределами интегрирования в формуле (5). Также отмечен максимальный видимый радиус области излучения  $R_{\perp, \max}$ .

момент времени  $T$  ( $\Gamma$  зависит от  $R$ , см., например, Гранот и др., 1999a):

$$R = \frac{cT_z}{1 - \mu + \frac{1}{8\Gamma^2}}. \quad (3)$$

В работе моделируется гамма-всплеск с энерговыделением  $10^{52}$  эрг, находящийся на расстоянии  $D_L = 1$  Мпк, и расширяющийся в однородную холодную среду с  $n_0 = 3 \text{ см}^{-3}$ . Возможные альтернативные модели внешней среды не рассматриваются в настоящей работе. На рис. 1 изображена граница области, из которой излучение приходит к наблюдателю в момент времени  $T = 1$  день. Поскольку согласно уравнению (1)  $\gamma$  падает с ростом  $\chi$ , на некотором расстоянии за ударной волной будет нарушаться предположение о релятивистском движении вещества. Эта область на рисунке показана штриховкой. Формирование нетепловых спектров частиц и генерация магнитного поля моделируются посредством соотношений  $e'_e = \epsilon_e e'$ ,  $e'_p = \epsilon_p e'$ ,  $e'_B = B'^2/8\pi = \epsilon_B e'$ , связывающих в системе покоя плазмы плотность энергии в популяциях нетепловых электронов, протонов и в магнитном поле, с полной плотностью энергии, а также концентрацию нетепловых частиц с полной концентрацией  $n'_e = \epsilon_{ne} n'$ ,  $n'_p = \epsilon_{np} n'$  (Сари, 1997; Гранот и др., 1999a,b; Сари, Есин, 2001). Модельные коэффициенты связи  $\epsilon$  считаются константами. Для моделируемого в статье гамма-всплеска их значения полагались:  $\epsilon_e = \epsilon_p = 0.3$ ,  $\epsilon_{ne} = \epsilon_{np} = 0.125$ ,  $\epsilon_B = 0.014$ . Магнитное поле в данной статье предполагается случайным и изотропным, но

моделирование может быть проведено для любой заданной конфигурации поля (Гранот и др., 1999b). Функции распределения нетепловых электронов и протонов, ускоренных в релятивистских течениях гамма-всплесков, обсуждались в работе (Быков и др., 2012b). Здесь, имея целью выяснение влияния случайных магнитных полей на излучение, мы рассмотрели модельные, изотропные по питч-углам и степенные по энергии распределения  $f_e(\gamma_e) = K_e \gamma_e^{-p}$ ,  $f_p(\gamma_p) = K_p \gamma_p^{-p}$ , расчеты выполнялись для значения показателя  $p = 2.5$ . Минимальные значения Лоренц-фактора и величины  $K$  определяются из условий нормировок для плотности частиц и энергии:

$$\gamma_{\min} = \frac{p-2}{p-1} \frac{\epsilon e'}{\epsilon_n n' m c^2}, \quad (4)$$

$$K = (p-1) \epsilon_n n' \gamma_{\min}^{p-1}.$$

В формулу (4) нужно подставить соответствующие значения коэффициентов  $\epsilon$ ,  $\epsilon_n$  и массы для электронов и протонов. Максимальное значение  $\gamma_e$  в элементе плазмы, только что пересекшим УВ, ограничивается синхротронными потерями —  $\gamma_{e, \max} = \sqrt{\frac{3\pi e}{\sigma_T B'}}$  (Гильберт и др., 1983; Микели, Нава, 2022),  $e$  — заряд электрона,  $\sigma_T = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{e^2}{m_e c^2}\right)^2$  — томсоновское сечение. Для протонов  $\gamma_{p, \max} = \frac{m_p}{m_e} \gamma_{e, \max}$ . По мере удаления от УВ наиболее энергичные электроны будут тормозиться за счет синхротронных потерь  $\dot{\gamma}_e =$

$= -\frac{\sigma_T \gamma_e^2 B'^2}{6\pi m_e c}$  (Гинзбург, Сыроватский, 1965) и максимальная энергия степенного распределения станет  $\gamma_{e,cool} = \frac{6\pi m_e c}{\sigma_T \int B'^2 dt'}$ . Для протонов  $\gamma_{p,cool} = \frac{6\pi m_p^3 c}{\sigma_T m_e^2 \int B'^2 dt'}$ . В исследуемом диапазоне энергий, близких к максимальным, синхротронные потери доминируют над адиабатическими и потерями на обратное комптоновское излучение. Последние оказываются сильно подавлены в пределе Клейна–Нишины.

### 2.2. Моделирование излучения гамма-всплеска

Спектр излучения вычисляется интегрированием коэффициента излучения  $j_\nu$  по излучающей области в локальной космологической системе всплеска с учетом того, что одновременно приходящие к наблюдателю фотоны излучаются в разных точках на луче зрения в разные моменты времени. Связь частоты и коэффициента излучения в собственной системе релятивистски движущейся плазмы и в системе удаленного наблюдателя осуществляется с помощью эффекта Доплера, определяющего преобразование частот  $\nu' = \nu \gamma (1 - \beta \mu_\nu)$ , и лоренц-инвариантной величины  $j_\nu / \nu^2 = inv$ . Здесь  $\gamma, \beta = v/c$  — гамма-фактор и обезразмеренная скорость элемента плазмы,  $\mu_\nu$  — косинус угла между скоростью плазмы и направлением на наблюдателя в его системе отсчета. Выражение для потока излучения, приходящего на детектор, имеет вид

$$F_\nu = \frac{2\pi(1+Z)}{D_l^2} \int_0^{R_{\perp,max}} r_\perp dr_\perp \times \int_{x_1}^{x_2} \frac{j'_{\nu'}(r_\perp, l; \nu' = \nu_z \gamma (1 - \beta \mu_\nu), T_z = t - \frac{r_\mu}{c})}{\gamma^2 (1 - \beta \mu_\nu)^2} dl. \quad (5)$$

Величины  $\nu_z, T_z$  относятся к космологической системе всплеска, величины  $\nu = \nu_z / (1 + Z), T = (1 + Z) T_z$  — к космологической системе наблюдателя. Пределы интегрирования  $R_{\perp,max}, x_1$  и  $x_2$  вычисляются численно на основе уравнений (1), (3) и показаны на рис. 1.

**2.2.1. Синхротронное излучение электронов.** Формулы для описания СИ электронов были получены в работах Гинзбурга, Сыроватского (1965):

$$j'_{e,syn,\nu'} = \frac{\sqrt{3}e^3}{m_e c^2} \int d\gamma_e \frac{\nu'}{\nu'_c} \frac{f_e(\gamma_e)}{4\pi} B'_\perp \int_{\nu'/\nu'_c}^\infty K_{5/3}(\eta) d\eta. \quad (6)$$

Здесь  $\nu'_c = \frac{3eB'_\perp}{4\pi m_e c} \gamma_e^2, \int f_e(\gamma_e) d\gamma_e = n'_e, \mathbf{B}'_\perp$  — перпендикулярная лучу зрения компонента магнитного поля. Для хаотического изотропно ориентированного поля в среднем  $B'^2_\perp = \frac{2}{3} B'^2$ . Максимум излучения происходит на частоте  $\nu' \approx 0.29 \nu'_c$ .

Оценка на максимальный лоренц-фактор электрона имеет вид  $\gamma_{e,max} = \sqrt{\frac{3\pi e}{\sigma_T B'}}$  (Гильберт и др., 1983; Микели, Нава, 2022) и максимальную частоту СИ электронов в системе покоя плазмы можно оценить как  $\nu'_{e,max} \sim 0.6 \frac{e^2}{m_e c \sigma_T} \sim 30$  МэВ.

**2.2.2. Комптоновское излучение на собственных синхротронных фотонах.** Взаимодействие ускоренных частиц с фотонами в общем случае является сложным явлением, включающим в себя однократное и многократное рассеяние фотонов на электронах, обратное комптоновское рассеяние, образование вторичных электрон-позитронных пар. В такой постановке задача рассматривалась в рамках однозонной модели в работе Деришева (2020). В рамках многозонной модели такое рассмотрение оказывается чрезмерно усложненным, поэтому используется модель однократных комптоновских рассеяний на синхротронных фотонах (Сари, Есин, 2001). В работе Блюментал, Голд (1970) приведены формулы для комптоновского излучения при однократном рассеянии, применимые в том числе в пределе Клейна–Нишины:

$$j'_{SSC,\nu'} = \int d\gamma_e \frac{c f_e(\gamma_e)}{4\pi} \int_{\varepsilon_{min}}^{\varepsilon_{max}} \frac{3\sigma_T \varepsilon'_1 n'_{ph}(\varepsilon')}{4\gamma_e^2} \frac{d\varepsilon'}{\varepsilon'} \times \left[ 2q \ln(q) + (1 + 2q)(1 - q) + \frac{1}{2} \frac{(\Gamma_\varepsilon q)^2}{1 + \Gamma_\varepsilon q} (1 - q) \right]. \quad (7)$$

Здесь  $\varepsilon', \varepsilon'_1$  — энергии фонового и рассеянного фотонов в системе покоя плазмы,  $n'_{ph}(\varepsilon')$  — распределение фоновых фотонов в системе покоя плазмы,  $\Gamma_\varepsilon = 4\varepsilon' \gamma_e / m_e c^2, q = 1/\Gamma_\varepsilon (\gamma_e m_e c^2 / \varepsilon'_1 - 1)$ , пределы интегрирования  $\varepsilon_{min} = m_e c^2 / 4(\gamma_e m_e c^2 / \varepsilon'_1 - 1), \varepsilon_{max} = \gamma_e m_e c^2 / (\gamma_e m_e c^2 / \varepsilon'_1 - 1)$ . Аналогично работе Сари, Есин (2001) мы трансформировали пришедший к наблюдателю спектр СИ в область излучения, вычислили локальные значения  $j'_{SSC,\nu'}$  и проинтегрировали их согласно (5). Таким образом, в работе получена усредненная оценка потока комптоновского излучения на собственных синхротронных фотонах. Максимальные энергии фотонов комптоновского излучения в системе покоя плазмы ограничены максимальной энергией

ускоренных электронов, а фотонов СИ электронов ею определяются (и не превосходят).

**2.2.3. Синхротронное излучение протонов.** Формула для СИ протонов может быть получена из выражения (6) заменой  $m_e$  на  $m_p$ ,  $\gamma_e$  на  $\gamma_p$  и  $f_e$  на  $f_p$ . Поскольку оценка на максимальный Лоренц-фактор протона имеет вид  $\gamma_{p,\max} = \frac{m_p}{m_e} \sqrt{\frac{3\pi e}{\sigma_T B'}}$ , максимальную частоту СИ протонов в системе покоя плазмы можно оценить как  $\nu'_{p,\max} = \frac{m_p}{m_e} \nu'_{e,\max} \sim 0.6 \frac{m_p}{m_e} \frac{e^2}{m_e c \sigma_T} \sim 60$  ГэВ.

**2.2.4. Синхротронное излучение в турбулентном магнитном поле.** Максимальные энергии СИ протонов и электронов ограничены достаточно жесткими условиями, что является следствием синхротронных потерь. В турбулентной среде магнитное поле является случайной переменной. Если длина корреляции магнитного поля меньше гирорадиуса, то максимальные энергии ускоренных частиц ограничены среднеквадратичной величиной магнитного поля. Максимальные энергии излучения при этом будут определяться локальным значением поля и будут превышать полученные ранее ограничения в  $B_{\max}/\sqrt{\langle B^2 \rangle}$  раз, где  $\langle \rangle$  обозначают усреднение по ансамблю. Спектр излучения в области высоких энергий будет зависеть от распределения вероятностей амплитуды магнитного поля  $P(B')$  и может быть рассчитан по формуле

$$j'_{\text{syn},\nu'} = \int_0^{\infty} P(B') j'_{\text{syn},B',\nu'} dB'.$$

Здесь  $j'_{\text{syn},B',\nu'}$  — локальный коэффициент СИ согласно уравнению (6). Подобное описание ранее применялось для исследования влияния магнитной турбулентности на спектры излучения от пульсарной туманности (Быков и др., 2012а).

Моделирование проводилось для следующих распределений  $P(B)$  (ниже в этом разделе у локальных переменных среды опускается штрих):

$$P_{\text{gauss}}(B) = \frac{4\pi B^2 \exp\left(-\frac{B^2}{2\sigma_B^2}\right)}{(\sigma_B \sqrt{2\pi})^3}, \quad \sigma_B = \sqrt{\frac{\langle B^2 \rangle}{3}},$$

$$P_{\text{exp}}(B) = \frac{a^3 B^2 \exp(-aB)}{2}, \quad a = \sqrt{\frac{12}{\langle B^2 \rangle}},$$

$$P_{\text{pow}}(B) = \frac{B^2}{C_0 B_0^3 \left(1 + \left(\frac{B}{B_0}\right)^2\right)^\kappa}, \quad B_0 = \sqrt{\frac{\langle B^2 \rangle C_0}{C_1}},$$

$$C_0 = \int_0^{\infty} \frac{x^2 dx}{(1+x^2)^\kappa}, \quad C_1 = \int_0^{\infty} \frac{x^4 dx}{(1+x^2)^\kappa}.$$

Первое распределение получается для амплитуды поля, если все его проекции распределены по одинаковому нормальному закону. Второе и третье распределения являются его обобщениями на экспоненциальное и степенное распределение. Выполняются соотношения нормировки:

$$\int_0^{\infty} P(B) dB = 1, \quad \int_0^{\infty} B^2 P(B) dB = \langle B^2 \rangle, \quad \kappa > 2.5.$$

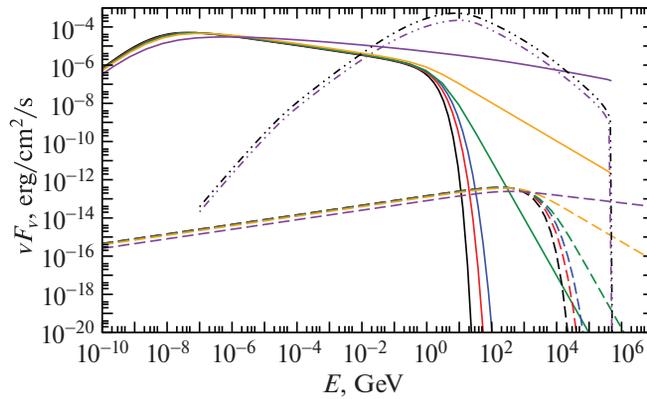
Следует отметить, что для степенного распределения магнитного поля спектр СИ, на частотах выше максимальной для моноамплитудного поля, будет степенным и формально будет продолжаться до максимальной энергии излучающих частиц. Фактически же он будет ограничиваться значением максимального реализующегося в турбулентной среде поля на частотах  $\nu_{\max} = \nu_{\max, B=\text{const}} B_{\max}/\sqrt{\langle B^2 \rangle}$ . Показатель степени может быть легко определен в  $\delta$ -приближении, в котором интенсивность излучения предполагается  $\sim \delta(\nu' - 0.29\nu'_c)$ , и равен  $2\kappa - 4 > 1$ . Численные расчеты подтверждают эту оценку.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

На рис. 2 приведены результаты моделирования спектров для послесвечения модельного гамма-всплеска с описанными в разделе 2 параметрами. Синхротронные спектры электронов подвержены сильному влиянию синхротронных потерь, частицы успевают охладиться в области излучения, поэтому эффективный спектр их распределения по энергии, усредненный по лучу зрения, оказывается равен  $p+1$ , и соответственно спектр электронного синхротрона  $F_\nu$  имеет степенную асимптотику  $p/2$ . В то же время протоны менее подвержены синхротронным потерям и не успевают охладиться существенно в области излучения, так что их спектр имеет стандартную асимптотику  $(p-1)/2$ . При  $\kappa \leq 3$  асимптотика  $1/\nu^{2\kappa-4}$  является достаточно медленно падающей и потенциально позволяет объяснить регистрацию фотонов с энергиями выше максимальной для электронного синхротрона, если в плазме реализуются достаточно сильные превышения поля над средним. Максимальные энергии комптоновского излучения ограничены максимальной энергией электронов, а максимальные энергии СИ электронов ею определяются.

### 4. ДИСКУССИЯ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В последние годы достигнут значительный успех в локализации гамма-всплесков, что для некоторых всплесков позволило провести их наблюдение



**Рис. 2.** Результаты моделирования спектра гамма-всплеска через 1 день после вспышки. Сплошными, пунктирными и штрихпунктирными кривыми показаны спектры СИ электронов, СИ протонов и обратного комптоновского излучения соответственно. Черным, красным и синим цветом показаны спектры, рассчитанные для случаев однородного по амплитуде магнитного поля и магнитного поля, распределенного по гауссовому и экспоненциальному законам. Зеленым, оранжевым и фиолетовым показаны спектры, полученные для случая степенного распределения поля, для значений  $\kappa = 4, 3, 2.6$ . Все спектры обратного комптоновского излучения, кроме случая степенного распределения амплитуды поля с  $\kappa = 2.6$  (фиолетовая кривая), с разрешением рисунка сливаются в одну кривую, показанную черным цветом.

различными приборами в разных спектральных диапазонах. Наблюдения показали, что от части гамма-всплесков на этапе послесвечения наблюдается излучение на энергиях выше 100 ГэВ, что лежит далеко за пределами стандартной модели СИ электронов. Проведенное нами исследование влияния турбулентного магнитного поля на спектр СИ показало, что оно может быть значительным. Так, степенное распределение вероятности амплитуды магнитного поля с асимптотикой  $\sim B^{2-2\kappa}$  до максимального поля  $B_{\max}$  приводит к тому, что спектр СИ в локальной системе отсчета имеет степенную асимптотику в области частот  $\nu_{\max} < \nu < \min(E_{\max}, \nu_{\max} B_{\max}/B_{av})$ , где  $B_{av}$  — среднеквадратичное поле,  $E_{\max}$  — максимальная энергия излучающих ускоренных частиц,  $\nu_{\max}$  — максимальная частота синхротронных фотонов в модели однородного по амплитуде поля. Это проиллюстрировано на рис. 2, при этом максимальное магнитное поле считалось неограниченным. Для значения  $\epsilon_B = 0.014$ , если предположить отсутствие флуктуаций плотности энергии  $e'$  в джете, можно оценить отношение  $B_{\max}/B_{av} \lesssim 1/\sqrt{\epsilon_B} \sim 10$ . В случае флуктуаций  $e'$ , или при меньших значениях величины  $\epsilon_B$ , ограничение на  $B_{\max}/B_{av}$  ослабевает. Для рассчитанной модели гамма-всплеска излучение в диапазоне 100 ГэВ—100 ТэВ доминируется обратным комптоновским рассеянием на собственном СИ. Отношение потока СИ электронов и протонов на максимальных энергиях для рассмотренной модели оказывается велико. Однако при некоторых условиях относительная роль СИ протонов в общем спектре может быть повышена. Например, в работе Жанга и др. (2023) рассматривались различные степени спектров ускоренных электронов

(2.6) и протонов (2.0), что существенно повышает вклад СИ протонов в общий спектр. Также в работе Бегу и др. (2022) обсуждалось влияние эффекта Бете—Гайтлера рождения вторичных электрон-позитронных пар, энергии которых не ограничены электронными синхротронными потерями, что позволяет при некоторых условиях существенно увеличить интенсивность СИ в фазе всплеска.

Авторы благодарны рецензенту за полезные замечания. Работа по моделированию и расчетам спектров Ю.А. Уварова поддержана грантом РФФ 21-12-00250. Работа А.М. Быкова по анализу механизмов излучения поддержана темой госзадания ФТИ им. А.Ф. Иоффе 0040-2019-0025. Часть расчетов была выполнена на суперкомпьютерах МСЦРАН и системе Торнадо суперкомпьютерного центра Санкт-Петербургского Политехнического Университета.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Агаронян и др. (F. Aharonian, F. Ait Benkhali, J. Aschersleben, H. Ashkar, M. Backes, A. Baktash, V. Barbosa Martins, R. Batzofin, et al.), *Astrophys. J.* **946**, L27 (2023).
2. Акерман и др. (M. Ackermann, K. Asano, W.B. Atwood, M. Axelsson, L. Baldini, J. Ballet, G. Barbiellini, M.G. Baring, et al.), *Astrophys. J.* **716**, 1178 (2010).
3. Аптекарь Р.Л., Быков А.М., Голенецкий С.В., Фредерикс Д.Д., Свинкин Д.С., Уланов М.В., Цветкова А.Е., Козлова А.В. и др., *Успехи физ. наук* **189** 785 (2019) [R.L. Aptekar, A.M. Bykov, S.V. Golenetskii, D.D. Frederiks, D.S. Svinkin, M.V. Ulanov, A.E. Tsvetkova, A.V. Kozlova, et al., *Physics Uspekhi* **62**, 739 (2019)].

4. Бегу и др. (D. Bégué, F. Samuelsson, and A. Pe'er), *Astrophys. J.* **937**, 101 (2022).
5. Бландфорд, МакКи (R.D. Blandford and C.F. McKee), *Phys. Fluid.* **19**, 1130 (1976).
6. Блюментал, Голд (G.R. Blumenthal and R.J. Gould), *Rev. Modern Phys.* **42**, 237 (1970).
7. Быков и др. (A.M. Bykov, G.G. Pavlov, A.V. Artemyev, and Yu.A. Uvarov), *MNRAS* **421**, L67 (2012a).
8. Быков и др. (A.M. Bykov, N. Gehrels, H. Krawczynski, M. Lemoine, G. Pelletier, and M. Pohl), *Space Sci. Rev.* **173**, 309 (2012b).
9. Гизелини и др. (G. Ghisellini, G. Ghirlanda, G. Oganessian, S. Ascenzi, L. Nava, A. Celotti, O.S. Salafia, M.E. Ravasio, et al.), *Astron. Astrophys.* **636**, A82 (2020).
10. Гильберт и др. (P.W. Guilbert, A.C. Fabian, and M.J. Rees), *MNRAS* **205**, 593 (1983).
11. Гинзбург, Сыроватский (V.L. Ginzburg and S.I. Syrovatskii), *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **3**, 297 (1965).
12. Гранот и др. (J. Granot, T. Piran, and R. Sari), *Astrophys. J.* **513**, 679 (1999a).
13. Гранот и др. (J. Granot, T. Piran, and R. Sari), *Astrophys. J.* **527**, 236 (1999b).
14. Деришев Е.В., Известия высших учебных заведений. Радиофизика **63(11)** 958 (2020) [E.V. Derishev, *Radiophysics and Quantum Electronics* **63**, 862 (2021)].
15. Жанг и др. (B.T. Zhang, K. Murase, K. Ioka, D. Song, C. Yuan, and Péter Mészáros), *Astrophys. J.* **947**, L14 (2023).
16. Исравель и др. (H. Isravel, A. Pe'er, and D. Bégué), *Astrophys. J.* **955**, 70 (2023).
17. Клебесадел и др. (R.W. Klebesadel, I.B. Strong, and R.A. Olson), *Astrophys. J.* **182**, L85 (1973).
18. Коста и др. (E. Costa, F. Frontera, J. Heise, M. Feroci, J. in't Zand, F. Fiore, M.N. Cinti, D. Dal Fiume, et al.), *Nature* **387**, 783 (1997).
19. Кулкарни и др. (S.R. Kulkarni, S.G. Djorgovski, A.N. Ramaprakash, R. Goodrich, J.S. Bloom, K.L. Adelberger, T. Kundic, L. Lubin, et al.), *Nature* **393**, 35 (1998).
20. Мазец Е.П., Голенецкий С.В., Ильинский В.Н., Гурьян Ю.А., Харитоновна Т.В., Письма в ЖЭТФ **20**, 77 (1974) [E.P. Mazets, S.V. Golenetskii, V.N. Ilinskii, Yu.A. Gurian, and T.V. Kharitonova, *ZhETF Pisma Redaktsiiu* **20**, 77 (1974)].
21. Метцгер и др. (M.R. Metzger, S.G. Djorgovski, S.R. Kulkarni, C.C. Steidel, K.L. Adelberger, D.A. Frail, E. Costa, and F. Frontera), *Nature* **387**, 878 (1997).
22. Миган и др. (C.A. Meegan, G.J. Fishman, R.B. Wilson, W.S. Paciesas, G.N. Pendleton, J.M. Horack, M.N. Brock, and C. Kouveliotou), *Nature* **355**, 143 (1992).
23. Микели, Нава. (D. Miceli and L. Nava), *Galaxies* **10**, 66 (2022).
24. Нода, Парсонс (K. Noda and R.D. Parsons), *Galaxies* **10**, 7 (2022).
25. Оганесян и др. (G. Oganessian, L. Nava, G. Ghirlanda, and A. Celotti), *Astrophys. J.* **846**, 137 (2017).
26. Парадис и др. (J. van Paradijs, P.J. Groot, T. Galama, C. Kouveliotou, R.G. Strom, J. Telting, R.G.M. Rutten, G.J. Fishman, et al.), *Nature* **386**, 686 (1997).
27. Сари (R. Sari), *Astrophys. J.* **489**, L37 (1997).
28. Сари, Есин (R. Sari and A.A. Esin), *Astrophys. J.* **548**, 787 (2001).
29. Флору и др. (I. Florou, M. Petropoulou, and A. Mastichiadis), *MNRAS* **505**, 1367 (2021).
30. Фрэйл и др. (D.A. Frail, S.R. Kulkarni, L. Nicastro, M. Feroci, and G.B. Taylor), *Nature* **389**, 261 (1997).