

ЭФФЕКТЫ СИЛЬНОГО РАССЕЯНИЯ В ИЗЛУЧЕНИИ МЯГКИХ ГАММА-ВСПЛЕСКОВ

© 2023 г. Е. М. Урвачев^{1,2*}, Д. С. Шидловский^{1,2}, С. И. Блинников^{1,2}, С. И. Глазырин^{1,2}

¹ФГУП “Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова”,
Москва, Россия

²НИЦ “Курчатовский институт”, Москва, Россия

Поступила в редакцию 09.12.2022 г.

После доработки 11.08.2023 г.; принята к публикации 11.08.2023 г.

При попадании луча света в среду с доминированием рассеяния излучение изотропизуется, часть излучения уходит в обратном направлении, что приводит к немонотонности профиля плотности энергии излучения внутри такой среды. Возникает локальный максимум, в котором значение плотности энергии при альбедо рассеяния около единицы в разы больше, чем без рассеяния при той же экстинкции. В работе такой эффект исследуется численно в одномерной и двумерной постановках. При этом демонстрируется, что в среде возникает локальный максимум плотности энергии излучения, значение которого зависит от оптической толщи области. Такой эффект может проявляться, например, при попадании излучения гамма-всплеска в нагретые области межзвездной среды. Присутствие же рассеяния в области генерации излучения гамма-всплеска, вблизи фронта сильных ударных волн, сказывается на диаграмме направленности излучения. Структура таких ударных волн примечательна наличием хвоста предпрогрева перед фронтом. Сильное рассеяние в этой области приводит к уходу значительной доли излучения вбок и назад в системе отсчета ударной волны, что после релятивистского преобразования в лабораторную систему формирует дополнительные хвосты в угловом распределении излучения гамма-всплеска. Указанный эффект также численно исследуется в работе в трехмерной постановке.

Ключевые слова: гамма-всплески, перенос излучения.

DOI: 10.31857/S0320010823080041, **EDN:** YDFDAB

ВВЕДЕНИЕ

Задача о луче прожектора в рассеивающей среде (в английской литературе — searchlight effect) известна из классических работ (Чандрасекар, 1958; Рыбицкий, 1971; см. также обзор Уильямс, 2007). Аналогичная проблема возникает и при рассмотрении переноса нейтронов (см., например, работы Ганаполь и др., 1994; Ганаполь, Конрайх, 1995, в которых приводятся ссылки и излагаются полуаналитические подходы).

В астрофизике примером луча света может служить излучение быстро движущегося объекта. Релятивистский эффект прожектора заключается в том, что за счет абберации даже изотропно излучающий в собственной системе отсчета объект неподвижным наблюдателем будет наблюдаться как узконаправленный световой поток (Рыбицкий, Лайтман, 1985; Постнов, Шакура, 1987; Бочкарев,

1987; Краус, 2000). Узконаправленным может являться и излучение гамма-всплесков.

В настоящей работе мы рассмотрим некоторые проявления эффекта рассеяния при распространении направленного излучения по сильно рассеивающей области. Такая ситуация может возникнуть, например, когда излучение гамма-всплеска попадает в нагретую (и соответственно рассеивающую) область межзвездной среды (Прохаска и др., 2007). Пока мы будем рассматривать только спектрально мягкие гамма-всплески с максимальной спектральной (по νF_ν) энергией E_p до ~ 500 кэВ. Для фотонов таких энергий можно ограничиться учетом лишь томсоновского изотропного рассеяния. Стоит отметить, что схожей интересной задачей являются вопросы прохождения космических лучей по межзвездной среде (Абдо и др., 2009; Портер и др., 2017; Тибальдо и др., 2021; Вайдмарк и др., 2023).

Интересным примером мягкого гамма-всплеска является событие GRB170817A, для которого $E_p = 185 \pm 62$ кэВ (Гольдштейн и др., 2017).

*Электронный адрес: urvachevyegor@gmail.com

Еще в первых статьях об открытии этого гамма-всплеска через 1.7 секунды после конца регистрации гравитационных волн от GW170817 — сливающихся нейтронных звезд (Эббот и др., 2017), обсуждалось, что наблюдаемая эквивалентная изотропная энергия GRB170817A $E_{\text{iso}} = (4 \pm 1) \times 10^{46}$ эрг (Лэмб, Кобаяши, 2018) на 4 порядка меньше типичной $E_{\text{iso}} \sim 10^{50}$ эрг для коротких гамма-всплесков, характерный разброс которой составляет $\sim 10^{49} - 10^{52}$ эрг (Позаненко и др., 2019; Минаев, Позаненко, 2020). Для объяснения этого факта обсуждается набор моделей. Среди моделей с присутствием ультрарелятивистского джета можно выделить две, когда поток по направлению нормали к фронту в джете практически однороден по углу и имеет довольно резкие границы (в английской литературе — *uniform top-hat*) и с неоднородно спадающим потоком по углу — структурированный джет (*structured jet*). Также рассматриваются сценарии с формированием “кокона” вокруг джета в процессе его торможения, который и дает излучение: однородный джет с коконом (*uniform jet with cocoon*) и модели типа затопленной струи (*choked jet with cocoon*). Такой кокон распространяется в широком телесном угле относительно исходного направления и возможен для джета без ультрарелятивистских скоростей. Подробнее эти модели рассматривались в работе (Кэслиуол и др., 2017) и последующих. Основным выводом этих работ является то, что наблюдение релятивистского джета типа “top-hat” вдоль его оси исключено, внеосевое наблюдение такого джета также маловероятно, а вот модели с коконом представляют наибольший интерес. Эти модели развиваются до сих пор (см., например, обзор Салафия, Гирланда, 2022). Отметим, что анализ (Кэслиуол и др., 2017) опирался на чисто гидродинамические расчеты джетов (Брумберг и др., 2011; Гэррисон и др., 2018) и не включал согласованных радиационно-гидродинамических расчетов.

Механизм, производящий гамма-излучение, до сих пор активно обсуждается (см. обзор Бозняк и др., 2022). Тем не менее для производства гамма-излучения в том или ином виде должны присутствовать сильные ударные волны. Перед фронтом такой ударной волны должна присутствовать зона предпрогрева (Толстов и др., 2015), в которой будут доминировать процессы электронного рассеяния. Таким образом, рассеяние важно учитывать и при рассмотрении задачи генерации излучения гамма-всплеска. В настоящей работе мы также рассматриваем эффекты рассеяния в среде перед джетом, которые приводят к усилению бокового ухода излучения. Этот механизм, в частности, может объяснять возникновение структурированного джета. Для демонстрации этого эффекта будем

рассматривать модельную задачу о распространении по рассеивающей среде излучения пластины, играющей роль фронта ударной волны. В такой модели входящая интенсивность излучения через границу области предполагается изотропной, что качественно отличает ситуацию от случая рассеяния узконаправленного луча света. Такое различие приведет и к отличающемуся влиянию рассеяния на картину поля излучения в задаче о генерации излучения гамма-всплеска.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЛУЧА СВЕТА В РАССЕИВАЮЩИХ СРЕДАХ

Начнем с модельной задачи о попадании узконаправленного потока излучения в сильно рассеивающую среду. Будем изучать только перенос излучения без учета гидродинамики.

Для начала рассмотрим простую одномерную ситуацию, когда все величины зависят только от координаты вдоль оси X — геометрия плоской пластины (в английской литературе — *slab*). В аналогичном приближении в работе (Урвачев и др., 2021) исследовалась задача о попадании светового луча в рассеивающую среду при разных альбедо ω (где ω — отношение коэффициента рассеяния к полному коэффициенту непрозрачности). При этом было явно показано, что если альбедо близко к единице, то плотность энергии излучения сначала увеличивается с пройденным расстоянием по среде, а только лишь потом начинает уменьшаться. Таким образом, пространственный профиль имеет локальный максимум, в котором значение плотности энергии в разы больше, чем без рассеяния при той же экстинкции. Такое поведение будем называть “уярчением луча”. Аналогичный эффект наблюдается и при рассмотрении классической задачи Чандрасекара (Чандрасекар, 1958) в работах (Варса, 2002; Хейс, Норман, 2003).

Важно отметить, что в работе Урвачева и др. (2021) полная оптическая толщина области оставалась постоянной, менялось лишь альбедо рассеяния. В настоящей работе рассмотрим постановку для исследования влияния величины коэффициента рассеяния на эффект уярчения луча. В одномерной области $[0, x_0]$ на левой границе задается входящая ($\mu \geq 0$) интенсивность излучения $I(\mu) = I_0 \delta(\mu)$, где δ — дельта-функция Дирака, а $\mu = \cos \theta$, где θ — угол между направлением распространения излучения и нормалью к границе. Такие условия соответствуют входящему потоку излучения $F_0 = cU_0$, где c — скорость света, а $U_0 = I_0/c$ — плотность энергии излучения. Как размер области x_0 , так и U_0 могут быть выбраны произвольными — их абсолютные значения не важны для демонстрации эффекта. Пусть фиксированная длина свободного пробега по поглощению

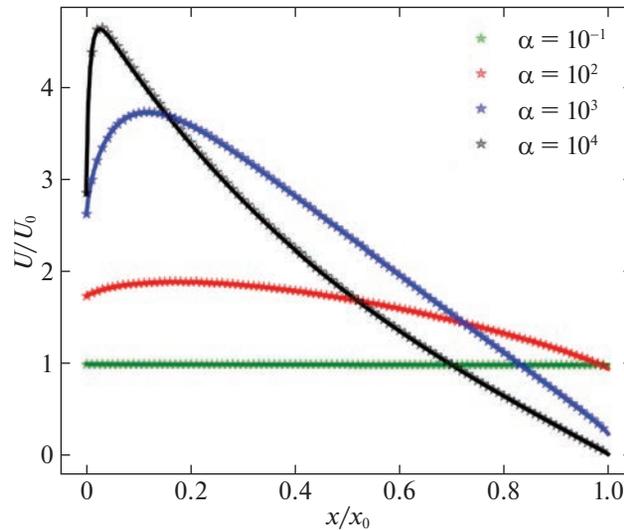


Рис. 1. Относительная плотность энергии излучения в стационарном решении одномерной задачи о распространении луча света в рассеивающей среде при различном отношении коэффициента рассеяния к коэффициенту поглощения α . Результаты расчета кодом SHDOM изображены сплошными линиями, а результаты Монте-Карло расчета — маркерами. Расположение профилей сверху вниз соответствует значениям $\alpha = 10^4, 10^3, 10^2, 10^{-1}$.

равна $l_{\text{abs}} = 10^2 x_0$, т.е. среда на рассматриваемом масштабе слабо поглощающая. Длина пробега по рассеянию — $l_{\text{scat}} = l_{\text{abs}}/\alpha$, где коэффициент α (равный, в свою очередь, отношению коэффициентов рассеяния и поглощения) может принимать различные значения. Предполагаем, что рассеяние изотропное, близкое к томсоновскому, что верно для рассматриваемых нами фотонов с энергиями до ~ 500 кэВ. Таким образом, общая оптическая толщина области будет равняться $\tau = 10^{-2}(\alpha + 1)$, а альбедо — $\omega = \alpha/(\alpha + 1)$.

В качестве первого приближения предположим, что характерное время установления структуры поля излучения меньше, чем время длительности импульса гамма-излучения. Кроме этого, если не принимать во внимание быстрые переходные процессы, то качественные выводы можно сделать на основе стационарного решения рассматриваемой задачи. Найдем его с помощью модифицированной и протестированной версии (Томинага и др., 2015; Урвачев и др., 2021) кода SHDOM (Эванс, 1998; Пинкус, Эванс, 2009), в котором реализовано решение уравнения переноса излучения для интенсивности вдоль дискретных ординат, а для точного учета рассеяния используется разложение по сферическим гармоникам. Для дополнительной валидации использовались результаты расчета по собственному одномерному Монте-Карло коду, в котором используется алгоритм, предложенный в работе (Уитни и др., 2013).

Плотность энергии излучения в одномерном случае для различных значений α (отношений ко-

эффициента рассеяния к коэффициенту поглощения) изображена на рис. 1. Результаты расчетов с помощью различных подходов очень хорошо согласуются друг с другом. При $\alpha = 10^{-1}$ луч практически не испытывает взаимодействия со средой, и плотность энергии излучения на масштабах рассматриваемой области остается постоянной. При $\alpha = 10^2, 10^3$ и 10^4 альбедо близко к единице, и наблюдается значительное повышение плотности энергии у основания луча. Для случая $\alpha = 10^4$ максимальная плотность энергии оказывается в 4 с лишним раза выше, чем для случая $\alpha = 10^{-1}$. При этом явно образуется локальный максимум энергии излучения — эффект “уярчения”. Следует отметить, что результаты по обоим кодам очень хорошо согласуются друг с другом.

Если рассматривать луч конечной ширины, то уже невозможно пренебрегать многомерными эффектами: рассеянная энергия уходит в поперечном направлении от луча. Рассмотрим двумерный аналог вышеописанной задачи. В плоской области размером $[0; x_0] \times [0; y_0]$ ($x_0 = y_0$) луч будет иметь конечную ширину и ненулевое значение входящего потока $F_0 = cU_0$, который задается на границе $x = 0$ при $y \in [0; 0.25x_0]$. Остальные параметры задачи аналогичны одномерному случаю. В такой постановке расчеты проводились только с помощью кода SHDOM, который является многомерным.

Плотность энергии излучения в двумерном случае для различных отношений коэффициента рассеяния к коэффициенту поглощения изображена на рис. 2. При малом рассеянии луч практически не

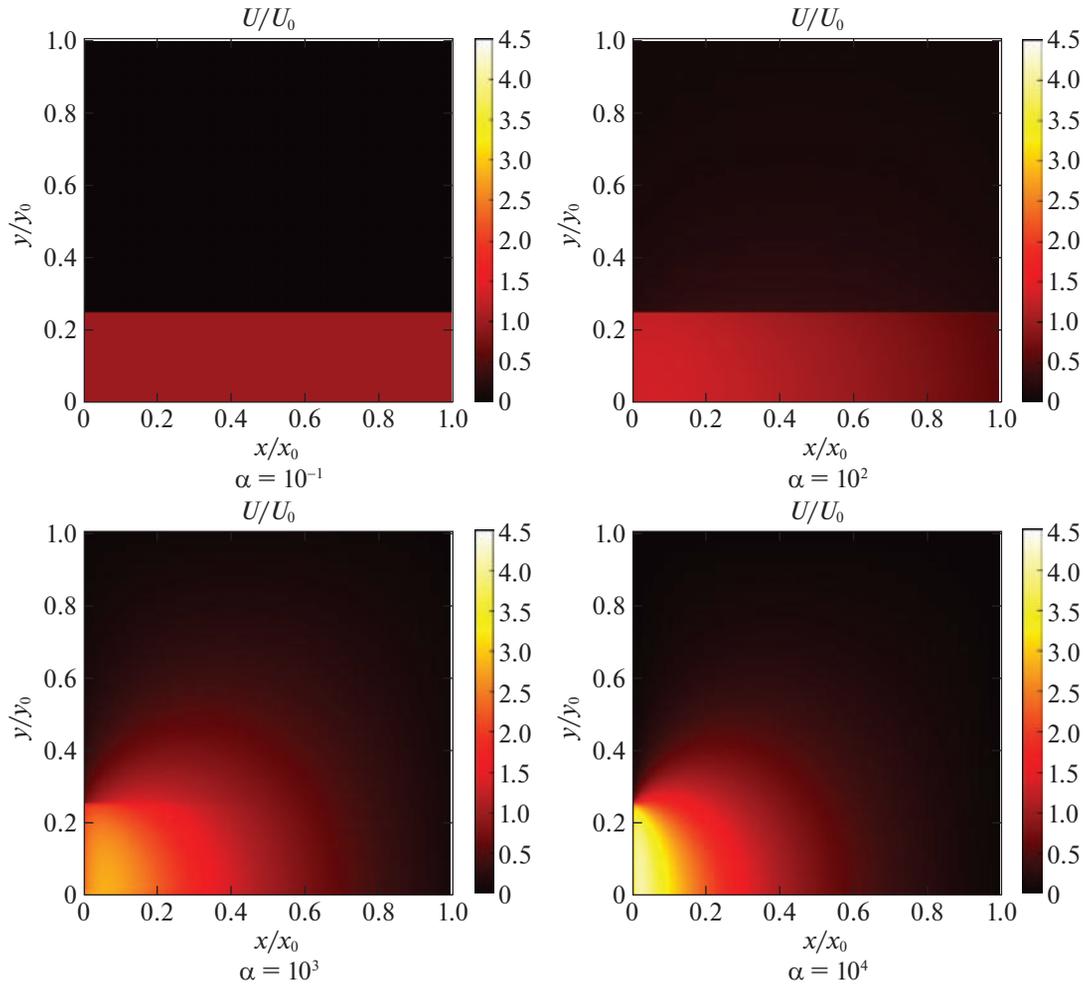


Рис. 2. Относительная плотность энергии излучения в стационарном решении двумерной задачи о распространении луча света в рассеивающей среде при различном отношении коэффициента рассеяния к коэффициенту поглощения α . Расчеты проведены с помощью кода SHDOM.

меняет форму и распространяется вдоль исходного направления. Увеличение же рассеяния, как и в одномерном случае, приводит к формированию локального максимума в плотности энергии. Рассеянная энергия уходит под углами к исходному направлению. Для детального сравнения можно рассмотреть величину плотности энергии вдоль поперечного направления $x = 0.1x_0$, что показано на рис. 3. Естественно, что при сильном рассеянии плотность энергии излучения в области $y > 0.25y_0$ на несколько порядков больше, чем при малом рассеянии. Важно отметить, что ее величина оказывается сравнима уже с плотностью энергии в самом луче.

Важно отметить, что для возникновения такого локального максимума необходим узконаправленный поток излучения, что и задавалось в рассмотренном случае как входящая интенсивность на границе $I(\mu) = I_0\delta(\mu)$. Как было отмечено выше,

такая ситуация может возникнуть, если излучение, испущенное сильно релятивистским джетом, по пути попадет в рассеивающую область межзвездной среды. За счет наличия небольшого (по сравнению с рассеянием) поглощения локальный максимум в плотности энергии излучения может оказать влияние на вещество и привести к его дополнительному нагреву. Именно поэтому при рассмотрении вопросов распространения излучения гамма-всплесков важно аккуратно учитывать эффекты рассеяния.

ЭФФЕКТЫ РАССЕЯНИЯ ПРИ ГЕНЕРАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ ГАММА-ВСПЛЕСКА

Перейдем теперь к исследованию влияния эффектов рассеяния на генерацию излучения гамма-всплесков, предполагая, что излучение объясняется наличием джета. Чтобы сделать количественные

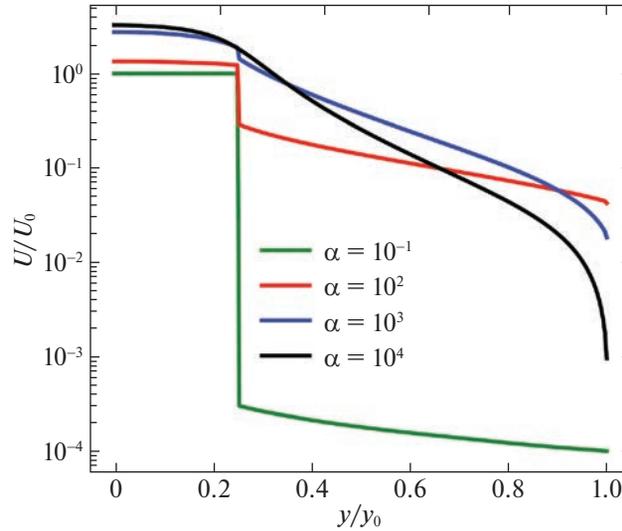


Рис. 3. Относительная плотность энергии излучения вдоль линии $x = 0.1x_0$ в стационарном решении двумерной задачи о распространении луча света в рассеивающей среде при различном отношении коэффициента рассеяния к коэффициенту поглощения α . Расчеты проведены с помощью кода SHDOM. Расположение профилей сверху вниз соответствует значениям $\alpha = 10^4, 10^3, 10^2, 10^{-1}$.

оценки эффекта рассеяния, сформулируем простую модель излучения гамма-всплеска. Представим, что излучение уходит с поверхности сильной ударной волны. Из работы (Толстов и др., 2015) видно, что перед фронтом ударной волны имеется предпрогретая область, т.е. повышенная концентрация электронов, что усиливает вклад рассеяния в общую непрозрачность. В системе отсчета джета излучение имеет широкую диаграмму направленности, так как источник излучения является тепловым, поэтому локального максимума из-за рассеяния, продемонстрированного в разделе выше, не возникает.

Будем полагать, что в системе отсчета ударной волны излучение уходит изотропно в переднюю полусферу, т.е. в этом случае интенсивность $I(\mu) = I_0 \mathcal{H}(\mu)$, где \mathcal{H} — ступенчатая функция Хевисайда. Из-за релятивистского преобразования интенсивности $I'(\mu', \nu') = (\nu'/\nu)^3 I(\mu, \nu)$ (Михалас, Михалас, 1984), получим для проинтегрированной по частоте ν' интенсивности (величины, отмеченные штрихом, измерены в системе координат удаленного наблюдателя, а без штриха — в системе отсчета ударной волны):

$$I'(\mu') = \Gamma^4 \times \left[1 + \frac{\mu' - v/c}{1 - v\mu'/c} \left(1 - \frac{1}{\Gamma^2} \right)^{1/2} \right]^4 I(\mu), \quad (1)$$

где v — скорость системы отсчета, $\Gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$ — гамма-фактор. Тогда светимость в

единице телесного угла

$$\frac{dL'}{d\mu'} = \mu' \int ds I'(\mu') = \mu' S_{\text{rad}} I'(\mu'), \quad (2)$$

где S_{rad} — площадь излучательной поверхности (в данном случае сильной ударной волны), I' — интенсивность, которая считается постоянной по поверхности фронта ударной волны. Итого в рассматриваемой модели плоской ударной волны получим выражение

$$\frac{dL'}{d\mu'} = \mu' S_{\text{rad}} \Gamma^4 \times \left[1 + \frac{\mu' - v/c}{1 - v\mu'/c} \left(1 - \frac{1}{\Gamma^2} \right)^{1/2} \right]^4 I_0. \quad (3)$$

Будем рассматривать джет с конечным углом раствора θ_{jet} . Больше всего нас интересует сильная угловая зависимость светимости при наблюдении джета сбоку, поэтому рассмотрим боковой край фронта ударной волны и, соответственно, углы вне геометрического раствора джета, для которых $\mu' = \cos(\theta' - \theta_{\text{jet}})$. Светимость же при углах наблюдения $\theta' < \theta_{\text{jet}}$, которые меньше угла раствора джета, будет слабо зависеть от θ' , из-за достаточно широкого фронта ударной волны, который практически однороден. Представленные аналитические оценки указывают на спад потока на краю джета вне его физического угла раствора. Излучение, которое уходит под углом $\pi/2$ к направлению распространения ударной волны в ее системе отсчета,

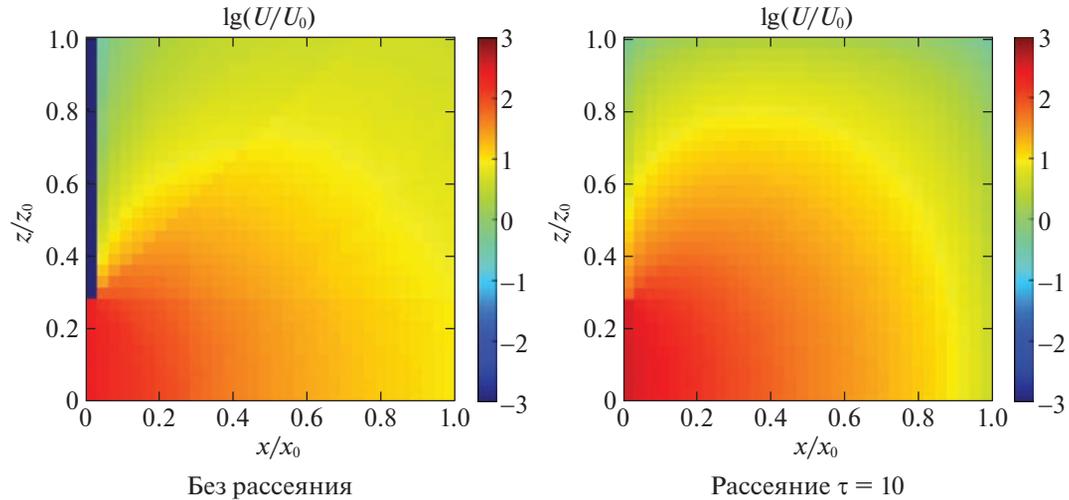


Рис. 4. Относительная плотность энергии излучения в стационарном решении модельной трехмерной задачи (приведен двумерный xz срез по плоскости $y = 0$) об излучении фронта ударной волны для двух случаев: среда без рассеяния и рассеивающая среда с оптической толщиной $\tau = 10$. Расчеты проведены с помощью кода SHDOM.

в результате лоренц-преобразования будет уходить уже под малым углом в системе наблюдателя. В результате восстанавливается зависимость потока излучения от угла для сценария типа “top-hat”.

Теперь представим, что перед светящим фронтом ударной волной в его системе отсчета присутствует рассеивающая среда. В этом случае аналитически задачу уже не решить, поэтому перейдем к численным расчетам с помощью кода SHDOM. Для уменьшения вычислительной стоимости будем моделировать лишь край джета.

Рассмотрим трехмерную область размером $[0, x_0] \times [0, y_0] \times [0, z_0]$ ($x_0 = y_0 = z_0$) с симметрией относительно плоскостей $y = 0$ и $z = 0$, которая задается с помощью граничных условий. Длина свободного пробега по рассеянию равна $l_{\text{scat}} = 0.1x_0$, таким образом оптическая толщина области равняется $\tau = 10$, что соответствует случаю сильного рассеяния. Входящая интенсивность излучения $I(\mu) = I_0 \mathcal{H}(\mu)$ задается на границе $x = 0$ в области радиусом $0.25x_0$ с центром в начале координат. Аналогично предыдущему разделу рассмотрим стационарное решение уравнения переноса излучения. Зависимость светимости от угла найдем на этапе постобработки с помощью численного интегрирования потоков по внешним поверхностям расчетной области (плоскости симметрии не учитываются). Для сравнения в единой постановке проводится второй расчет без учета рассеяния.

На рис. 4 представлены распределения относительной плотности энергии излучения, которые показывают характер решения. Для единообразия

плотность энергии аналогично предыдущему разделу нормирована на величину $U_0 = I_0/c$. В случае присутствия рассеяния значительная часть энергии уходит в обратном направлении, что показывает угловая зависимость $dL/d\mu$, нормированная на $L_0 = S_{\text{rad}}I_0$ (см. рис. 5). Стоит отметить, что в результате рассеяния излучение становится изотропным, но отличается от излучения пластины (см. выше), для которой $dL/d\mu \propto \mu I_0$. В частности, из-за рассеяния имеется ненулевой поток в поперечном направлении.

Теперь перейдем в систему отсчета удаленного наблюдателя, в которой джет движется с гамма-фактором Γ (рассмотрим два значения — $\Gamma_1 = 10$ и $\Gamma_2 = 100$). Лоренц-преобразованные по формуле (3) светимости для этой задачи (как с рассеянием, так и без), нормированные на L_0 , показаны на рис. 6. Без рассеяния излучение пластины с каждой из сторон ограничено углом 90° , а в результате абберации этот угол уменьшается до нескольких градусов (точное значение зависит от лоренц-фактора джета). Эффект рассеяния вместе с релятивистским эффектом дает заметный вклад в излучение под большими углами. Например, для $\Gamma = 10$ светимость падает в 10^4 раз на больших углах до 30° . В контексте GRB170817A умеренный релятивистский фактор джета и сильное рассеяние могут объяснять значение светимости на 4 порядка ниже значения по оси — по разным оценкам мы видим объект под большими углами: $\theta = 18^\circ \pm 8^\circ$ (Мандел, 2018), $\theta = 32_{-13}^{+10} \pm 1.7^\circ$ (Финстад и др., 2018). В целом рассеяние можно рассматривать как естественную причину, объясняющую угловую структуру джетов: рассеяние превращает модель

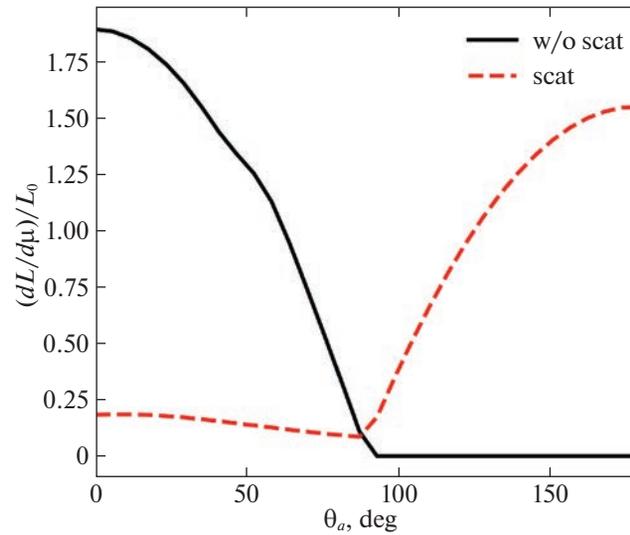


Рис. 5. Зависимость нормированной светимости $(dL/d\mu)/L_0$ от угла $\theta_a = \theta - \theta_{\text{jet}}^0$ в системе отсчета фронта ударной волны, где θ — угол наблюдения, а θ_{jet}^0 — угол раствора джета (также измеренный в системе отсчета фронта ударной волны). Сплошная линия соответствует случаю без рассеяния, а штриховая — случаю с рассеянием.

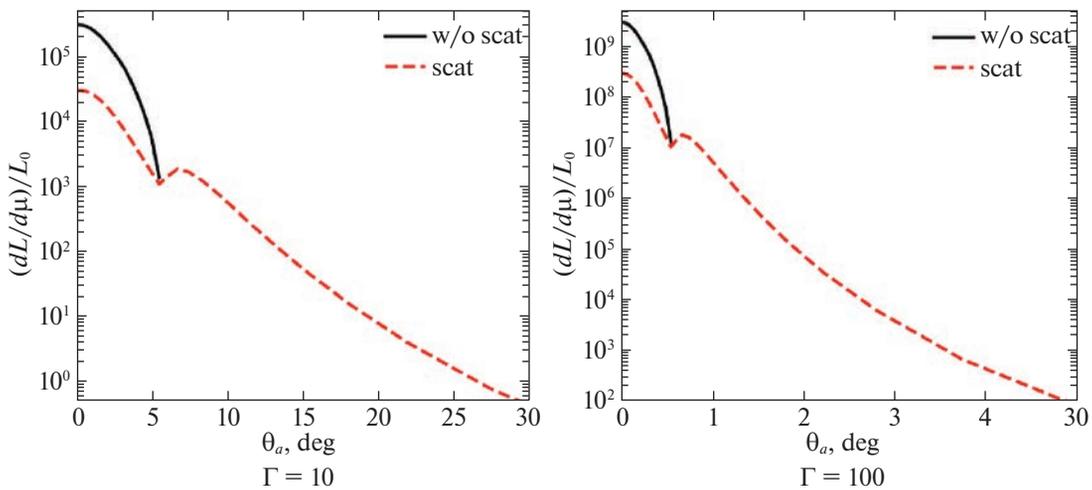


Рис. 6. Зависимость нормированной светимости $(dL'/d\mu')/L_0$ от угла $\theta_a = \theta' - \theta'_{\text{jet}}$ в системе отсчета удаленного наблюдателя, в которой джет движется с различными гамма-факторами Γ , где θ' — угол наблюдения, а θ'_{jet} — угол раствора джета. Сплошная линия соответствует случаю без рассеяния, а штриховая — случаю с рассеянием.

джета типа “top-hat” в модель “structured-jet” в терминологии англоязычных публикаций.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассматривался эффект изотропизации излучения луча света, попадающего в сильно рассеивающую среду. В одномерном численном моделировании с помощью двух подходов: методом дискретных ординат и методом Монте-Карло показано возникновение области уярчения,

т.е. немонотонности в поведении плотности энергии излучения. Этот результат был подтвержден и в двумерном моделировании с помощью метода дискретных ординат. Наблюдался связанный с этим естественный результат: значительная часть энергии уходит в направлениях, отличных от исходного направления распространения луча. Плотность энергии излучения вне области распространения луча при слабом рассеянии на несколько порядков меньше, чем при доминировании рассеяния. При сильном рассеянии такая внеосевая плотность

энергии становится уже сравнимой с плотностью внутри луча. Подобный эффект может быть важен при попадании излучения гамма-всплеска в рассеивающую область межзвездной среды. Даже при слабом поглощении такое повышение плотности энергии излучения может оказать влияние на среду и привести, например, к ее дополнительному нагреву. Также эффект может проявиться и при взаимодействии космических лучей с межзвездной средой. Для детального исследования такого сценария необходим уже учет более сложных моделей рассеяния из-за высокой энергии космических лучей.

Кроме того, в работе исследовалось влияние эффектов рассеяния на генерацию излучения гамма-всплесков. Дополнительное рассеяние вбок и в обратном направлении приводит к формированию хвостов в излучении релятивистского джета: при переходе из быстро движущейся системы отсчета в систему наблюдателя излучение, распространяющееся назад и вбок, из-за абберации дает дополнительную светимость под большими углами к направлению распространения джета. Таким образом, рассеяние может быть естественной причиной, приводящей к образованию структурированного джета (structured jet). Количественно этот эффект рассмотрен для модельной задачи о светящейся пластине, которая играет роль излучения фронта ударной волны. В рамках этой постановки показано, что рассеяние приводит к падению потока в 10^4 раз по сравнению с центральной частью на углах порядка 30° для умеренно-релятивистского джета с гамма-фактором $\Gamma \sim 10$, что качественно согласуется с данными наблюдений для гамма-всплеска GRB170817A.

Стоит отметить и альтернативные сценарии для GRB170817A со взрывом маломассивной нейтронной звезды, как и предлагалось в первых статьях, предсказавших связь слияния нейтронных звезд с гамма-всплесками, и в моделях, которых развиваются до сих пор (Блинников и др., 1984, 1990, 2021, 2022).

Детальное исследование этого вывода требует дальнейших радиационно-гидродинамических расчетов, в которых учитывается рассеяние. Подобное моделирование проводилось в работе (Ривера-Палео, Гузман, 2018). Из нее видно, что заметная доля излучения в системе отсчета наблюдателя идет под большим углом к оси джета. В этой статье эффект луча в рассеивающей среде (searchlight effect) явно не упоминается, но виден по результатам. Следует добавить, что использованный в расчетах метод M1-приближения для переноса излучения при определенных условиях вносит артефакты в решения для рассеивающей среды (Урвачев и др., 2021). Расчеты, проведенные

в настоящей работе, хоть и являются сильно упрощенными, подтверждают реальность эффекта, так как используют гораздо более точный метод дискретных ординат, реализованный в коде SHDOM.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 19-12-00229-П. Авторы благодарны анонимным рецензентам за крайне важные предложения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Абдо и др. (A.A. Abdo, M. Ackermann, M. Ajello, W.B. Atwood, M. Axelsson, L. Baldini, J. Ballet, G. Barbiellini, et al.), *Astrophys. J.* **703**, 1249 (2009).
2. Блинников и др., *Письма в Астрон. журн.* **10**, 422 (1984).
3. Блинников и др. (S.I. Blinnikov, V.S. Imshennik, D.K. Nadezhin, I.D. Novikov, T.V. Perevodchikova, and A.G. Polnarev), *Sov. Astron.* **34**, 595 (1990).
4. Блинников и др. (S.I. Blinnikov, D.K. Nadyozhin, N.I. Kramarev, and A.V. Yudin), *Astron. Rep.* **65**, 631 (2021).
5. Блинников и др. (S.I. Blinnikov, A. Yudin, N. Kramarev, and M. Potashov), *Particles* **5**, 198 (2022).
6. Бозняк и др. (Z. Bosnjak, R. Barniol Duran, and A. Pe er), *Galaxies* **10**, 38 (2022).
7. Бочкарев Н.Г., *Письма в Астрон. журн.* **13**, 1007 (1987).
8. Брумберг и др. (O. Bromberg, E. Nakar, T. Piran, and R. Sari), *Astrophys. J.* **740**, 100 (2011).
9. Вайдмарк и др. (A. Widmark, M. Korsmeier, and T. Linden), *Phys. Rev. Lett.* **130**, 161002 (2023).
10. Варса (J.S. Warsa), *Ann. Nucl. Energy* **29**, 851 (2002).
11. Гананоль и др. (B.D. Ganapol, D.E. Kornreich, J.A. Dahl, D.W. Nigg, S.N. Jahshan, and C.A. Wemple), *Nucl. Sci. Engineer.* **118**, 38 (1994).
12. Гананоль, Конрайх (B.D. Ganapol and D.E. Kornreich), *Transport Theory and Statistic. Phys.* **24**, 89 (1995).
13. Гольдштейн и др. (A. Goldstein, P. Veres, E. Burns, M.S. Briggs, R. Hamburg, D. Kocevski, C.A. Wilson-Hodge, et al.), *Astrophys. J. Lett.* **848**, L14 (2017).
14. Гэррисон и др. (R. Harrison, O. Gottlieb, and E. Nakar), *MNRAS* **477**, 2128 (2018).
15. Краус (U. Kraus), *Am. J. Phys.* **68**, 56 (2000).
16. Кэслиуол и др. (M.M. Kasliwal, E. Nakar, L.P. Singer, D.L. Kaplan, D.O. Cook, A. Van Sistine, R.M. Lau, C. Fremling, et al.), *Science* **358**, 1559 (2017).
17. Лэмб, Кобаяши (G.P. Lamb and S. Kobayashi), *MNRAS* **478**, 733 (2018).
18. Мандел (I. Mandel), *Astrophys. J. Lett.* **853**, L12 (2018).
19. Михалас, Михалас (D. Mihalas and B.W. Mihalas), *Foundations of radiation hydrodynamics* (New York: Oxford Univ. Press., 1984)

20. Пинкус, Эванс (R. Pincus and K.F. Evans), *J. Atmospheric Sci.* **66**, 3131 (2009).
21. Портер и др. (T.A. Porter, G. Jóhannesson, and I.V. Moskalenko), *Astrophys. J.* **846**, 67 (2017).
22. Позаненко А.С. и др., Письма в Астрон. журн. **45**, 768 (2019) [A.S. Pozanenko, et al., *Astron. Lett.* **45**, 710 (2019)].
23. Минаев, Позаненко (P.Y. Minaev and A.S. Pozanenko), *MNRAS* **492**, 1919 (2020).
24. Постнов К.А., Шакура Н.И., Письма в Астрон. журн. **13**, 300 (1987).
25. Прохаска и др. (J.X. Prochaska et al.), *Astrophys. J.* **666**, 267 (2007).
26. Ривера-Палео, Гузман (F.J. Rivera-Paleo and F.S. Guzman), *MNRAS* **479**, 2796 (2018).
27. Рыбицкий (G.B. Rybicki), *J. Quantitat. Spectroscopy and Radiat. Transfer* **11(6)**, 827 (1971).
28. Рыбицкий, Лайтман (G.B. Rybicki and A.P. Lightman), *Radiative processes in astrophysics* (Wiley-VCH, 1985).
29. Салафия, Гирланда (O.S. Salafia and G. Ghirlanda), *Galaxies* **10**, 93 (2022).
30. Тибальдо и др. (L. Tibaldo, D. Gaggero, and P. Martin), *Universe* **7**, 141 (2021).
31. Толстов и др. (A. Tolstov, S. Blinnikov, Sh. Nagataki, and K. Nomoto), *Astrophys. J.* **811**, 47 (2015).
32. Томинага и др. (N. Tominaga, S. Shibata, and S.I. Blinnikov), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **219**, 38 (2015).
33. Уильямс (M. Williams), *J. Phys. A Math. General* **40**, 6407 (2007).
34. Уитни и др. (B.A. Whitney, T.P. Robitaille, J.E. Bjorkman, R. Dong, M.J. Wolff, K. Wood, and J. Hono), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **207**, 30 (2013).
35. Урвачев и др. (E. Urvachev, D. Shidlovski, N. Tominaga, S. Glazyrin, and S.I. Blinnikov), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **256**, 8 (2021).
36. Финстад и др. (D. Finstad, S. De, D.A. Brown, E. Berger, and Ch.M. Biwer), *Astrophys. J. Lett.* **860**, L2 (2018).
37. Хейс, Норман (J.C. Hayes and M.L. Norman), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **147**, 197 (2003).
38. Чандрасекар (S. Chandrasekhar), *Proceed. Nation. Acad. Sci.* **44(9)**, 933 (1958).
39. Чандрасекар (S. Chandrasekhar), *Radiative transfer* (Courier Corporation, 1960).
40. Эббот и др. (B.P. Abbott, R. Abbott, T.D. Abbott, F. Acernese, K. Ackley, C. Adams, T. Adams, P. Addesso, et al.) *Astrophys. J. Lett.* **848**, L13 (2017).
41. Эванс (K.F. Evans), *J. Atmospheric Sci.* **55**, 429 (1998).