

ПРОХОЖДЕНИЕ ГАММА-ВСПЛЕСКА ЧЕРЕЗ МОЛЕКУЛЯРНОЕ ОБЛАКО: ИОНИЗАЦИОННАЯ СТРУКТУРА ОБЛАКА

© 2024 г. А. В. Нестерёнок^{1*}

¹Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 04.12.2023 г.

После доработки 29.12.2023 г.; принята к публикации 24.01.2024 г.

Построена модель прохождения излучения гамма-всплеска через плотное молекулярное облако. В расчетах учитываются основные процессы взаимодействия излучения с веществом облака: ионизация атомов H, He, ионизация ионов металлов с учетом испускания Оже-электронов, ионизация и фотодиссоциация молекул H₂, поглощение ультрафиолетового излучения в линиях H₂ полос Лаймана и Вернера, испарение частиц пыли. Ионизация ионов металлов рентгеновским излучением определяет степень ионизации газа в области, где газ преимущественно нейтральный. Фотоионизация внутренних электронных оболочек ионов сопровождается испусканием Оже-электронов, что приводит к образованию ионов металлов в высоком ионизационном состоянии. В частности, лучевые концентрации ионов Mg, Si, Fe в состоянии ионизации I–IV много меньше, чем лучевые концентрации этих ионов в состоянии ионизации V и выше. Фотоионизация ионов металлов ультрафиолетовым излучением происходит только на расстояниях меньше радиуса испарения пыли и для нейтральных атомов с порогом ионизации меньше 13.6 эВ. Результаты наших расчетов подтвердили выдвинутое ранее предположение, что ионизация атомов не играет важную роль в поглощении излучения в рентгеновском диапазоне длин волн. Для низкой металличности, $[M/H] \leq -1$, роль атомов гелия является доминирующей.

Ключевые слова: гамма-всплески, молекулярные облака.

DOI: 10.31857/S0320010824020011, **EDN:** OJSCRQ

ВВЕДЕНИЕ

Отличительной чертой гамма-всплесков является высвобождение в окружающее межзвездное пространство огромного количества ионизирующего излучения в течение нескольких десятков секунд. Гамма-всплески делят на два класса по длительности гамма-излучения: короткие ($\lesssim 1-2$ с) и длинные ($\gtrsim 1-2$ с) (Позаненко и др., 2021). До недавнего времени общепринятой точкой зрения на происхождение длинных гамма-всплесков являлась модель коллапса массивных звезд. Однако в последнее время стали появляться наблюдательные данные, указывающие на то, что длинные гамма-всплески рождаются как в результате коллапса массивных звезд, так и в результате слияния компактных звезд (см., например, Растинежад и др., 2022; Петросян, Даинотти, 2024). Энергия взрыва, в результате которого образуется гамма-всплеск, может достигать 10^{52} эрг и выше (Голдштейн и др., 2016). Длинные гамма-всплески регистрируются как в галактиках в локальной Вселенной, так и в далеких галактиках на красных смещениях до $z \approx 9$ (Куккьяра и др., 2011). Благодаря высокой интенсивности излучения, а также благодаря

своему широкому частотному диапазону (излучение в активной фазе и послесвечение гамма-всплеска простираются от радио до гамма диапазонов длин волн), гамма-всплески являются зондами межзвездной среды родительских галактик и абсорбционных систем на луче зрения (Шади, 2017).

Общепринятой моделью гамма-всплесков является модель “файербола” (Кумар, Жанг, 2015). Согласно этой модели, компактная “центральная машина”, которая образовалась в результате коллапса массивной звезды или слияния двух компактных звезд, запускает релятивистский направленный поток плазмы. Выделяют две основные стадии формирования излучения гамма-всплеска. Первая стадия формирования излучения связана с процессами внутри релятивистского джета (фотосферное происхождение излучения, диссипация энергии в ударных волнах). На этой стадии рождается излучение активной фазы всплеска (“быстрое” излучение). Излучение относительно короткой активной фазы лежит в рентгеновском и гамма-диапазонах длин волн. Вторая стадия включает в себя взаимодействие джета с внешней средой и образование головной и обратной ударных волн (Сари, Пиран, 1999). На этой стадии в результате синхротронного механизма рождаются оптическая

* Электронный адрес: alex-n10@yandex.ru

вспышка (излучение обратной ударной волны) и послесвечение (излучение головной ударной волны). Оптическая вспышка (или “быстрое” оптическое излучение) наблюдается для небольшого количества всплесков. Характерное время оптической вспышки составляет $\sim 10^2\text{--}10^3$ с (Оганесян и др., 2023). Это излучение совпадает по времени или следует сразу за гамма-излучением активной фазы, в то время как послесвечение гамма-всплеска может наблюдаться в оптическом и рентгеновском диапазонах длин волн в течение нескольких недель, а в радио диапазоне — в течение нескольких месяцев и более. Для некоторых гамма-всплесков наблюдается излучение связанной со всплеском сверхновой типа Ic (Позаненко и др., 2021).

Изучение линий поглощения в послесвечении гамма-всплесков позволяет исследовать параметры среды в непосредственной близости от источника всплеска, газопылевые облака внутри родительской галактики и в галактическом гало (см., например, Прочаска, 2008; Фокс и др., 2008; Хейнтц и др., 2018). Наблюдения линии $\text{Ly}\alpha$ атомарного водорода оптическими наземными телескопами возможны для гамма-всплесков с красным смещением $z \geq 1.6$. Большая часть гамма-всплесков на таких красных смещениях имеют затухающие линии поглощения $\text{Ly}\alpha$ в спектрах послесвечения. Измеренные значения лучевой концентрации N_{H} достигают несколько единиц 10^{22} см^{-2} для некоторых гамма-всплесков, а среднее значение N_{H} равно около $4 \times 10^{21} \text{ см}^{-2}$ (Финбо и др., 2009; Шади, 2017; Танвир и др., 2019). Наблюдается большой разброс значений N_{H} для всех красных смещений $z \geq 1.6$, но при этом средние значения N_{H} для гамма-всплесков выше, чем наблюдаемые значения N_{H} для абсорбционных систем в спектрах квазаров. Это является следствием того, что гамма-всплески рождаются в плотных облаках внутри родительской галактики, где идут процессы звездообразования (Прочаска и др., 2007; Тон и др., 2013). В инфракрасном и оптическом диапазонах длин волн спектральная плотность потока послесвечения гамма-всплеска аппроксимируется с учетом межзвездного поглощения в Млечном Пути и родительской галактике. Это позволяет определить визуальную экстинкцию A_V в родительской галактике и на основе этого сделать оценки лучевой концентрации водорода N_{H} .

По поглощению послесвечения гамма-всплеска в рентгеновской части спектра можно оценить лучевую концентрацию водорода N_{H} . Причем в этих оценках обычно предполагается, что излучение поглощается ионами металлов. Было обнаружено, что лучевые концентрации N_{H} , как правило, на порядок и более превышают лучевые концентрации водорода N_{H} , вычисленные по данным в оптическом диапазоне длин волн — по линиям атомарного водорода, линиям ионов металлов, или

A_V (Уотсон и др., 2007; Кампана и др., 2010, 2012). Одно из решений несоответствия наблюдаемых значений лучевых концентраций водорода заключается в том, что излучение в рентгеновском диапазоне длин волн поглощается в слое ионизованного газа вблизи источника гамма-всплеска (Шади и др., 2011; Кронгольд, Прочаска, 2013). Ионы металлов, которые имеют большой заряд, вносят вклад в величину поглощения послесвечения в рентгеновской части спектра, однако не видны в оптическом и ультрафиолетовом (УФ) диапазонах длин волн. Это объяснение подтверждается тем, что анализ переменной профилей абсорбционных линий ионов металлов с малым зарядом в послесвечении гамма-всплесков указывает на то, что облака нейтрального газа находятся на расстоянии $\sim 100\text{--}100$ пк от источника всплеска (например, Вресвийк и др., 2007). Были предложены другие объяснения наблюдаемого поглощения излучения послесвечения в рентгеновском диапазоне — поглощение ионами He в HII области, где произошел гамма-всплеск (Уотсон и др., 2013). Диффузная межгалактическая среда и абсорбционные системы на луче зрения вносят существенный вклад в поглощение излучения для гамма-всплесков на красных смещениях $z \geq 3$ (Сталинг и др., 2013; Рахин, Бехар, 2019).

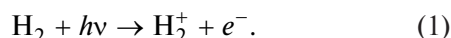
Массивные звезды имеют короткое время жизни, $t \lesssim 10^7$ лет, и поэтому взрыв массивной звезды с большой долей вероятности происходит в области своего рождения (Краутер, 2012). Области звездообразования характеризуются относительно высокими плотностями межзвездного газа. Поэтому возможна ситуация, в которой излучение гамма-всплеска проходит через плотное молекулярное облако. Ряд исследований был посвящен взаимодействию интенсивного излучения гамма-всплеска с межзвездным газом вблизи источника всплеска (см., например, Дрейн, Хао, 2002; Перна, Лаззати, 2002; Перна и др., 2003; Лаззати, Перна, 2003; Барков, Бисноватый-Коган, 2005а,б; Бадьин и др., 2010). В каждой из этих работ рассматривался один из аспектов задачи. В частности, Барков, Бисноватый-Коган (2005а,б) рассматривали эффект излучения гамма-всплеска на молекулярный газ на расстоянии до 1.5 пк от источника всплеска. На таких расстояниях имеют место полная ионизация газа рентгеновским и гамма-излучением и нагрев до высоких температур, $T_g \gtrsim 10^4$ К. В нашей работе исследуется эффект излучения гамма-всплеска на молекулярный газ на больших расстояниях от источника всплеска — несколько парсек и больше. Численный метод, который используется в нашей работе, аналогичен подходу Дрейна, Хао (2002). Дрейн, Хао (2002) в своей модели рассматривали УФ-излучение гамма-всплеска (“быстрое” оптическое излучение), при этом ионизация ионов металлов не рассматривалась в их модели. В нашей модели учитываются УФ- и рентгеновское излучения гамма-всплеска, и показано, что

ионизация ионов металлов должна учитываться для определения ионизационной структуры облака. Цель данной работы — определить компоненты газа (H_2 , He, ионы металлов, пыль), которые вносят основной вклад в поглощение излучения послесвечения гамма-всплеска в оптическом и рентгеновском диапазонах длин волн.

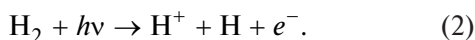
ПРОЦЕССЫ ИОНИЗАЦИИ И ДИССОЦИАЦИИ

Процессы фотоионизации

Основным каналом фотоионизации H_2 является реакция



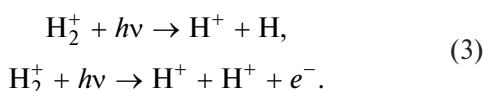
Аппроксимация зависимости сечения этой реакции от энергии фотона приводится в работе Яна и др. (1998, 2001). Отношение сечений фотоионизации H_2 и H в пределе высоких энергий равно 2.8. Другим каналом фотоионизации H_2 является ионизация, сопровождающаяся диссоциацией:



В работе Чанга и др. (1993) приводятся экспериментальные значения сечений реакции (2) для энергий фотонов 18–124 эВ. При этом измеренные значения сечений включают вклад двойной фотоионизации H_2 , который составляет около 20% для энергий фотонов около 100 эВ. В расчетах пренебрегается вкладом двойной фотоионизации. Сечение диссоциативной фотоионизации составляет около 25–30% от сечения ионизации (1). Также в расчетах скорости ионизации молекулы H_2 пренебрегается зависимостью сечения ионизации от колебательно-вращательного состояния молекулы.

В расчетах сечений фотоионизации атомов H и ионов HeII использовалось точное квантово-механическое выражение (Остерброк, Ферланд, 2006). Для расчета сечений фотоионизации нейтрального атома HeI и ионов металлов использовались аппроксимации сечений, опубликованные в работах Вернера, Яковлева (1995), Вернера и др. (1996). Ионизация внутренних оболочек ионов металлов сопровождается испусканием Оже-электронов. Вероятности испускания электронов в результате Оже-эффекта были взяты из работы Каастра, Меве (1993).

В модели учитывались фотодиссоциация и фотоионизация иона H_2^+ :



Для фотодиссоциации H_2^+ использовалась аппроксимация энергетической зависимости сечения

из работы Дрейна, Хао (2002), которая получена на основе экспериментальных данных из работы вон Басча, Данна (1972). Сечение фотодиссоциации H_2^+ усреднено по распределению молекул по колебательно-вращательным энергетическим уровням. Сечение фотодиссоциации H_2^+ не имеет порога по энергии, и поэтому данный процесс вносит вклад в поглощение излучения в оптическом и УФ-диапазонах длин волн (Перна и др., 2003). Для фотоионизации H_2^+ использовались сечения реакции, рассчитанные в работе Архипова и др. (2018).

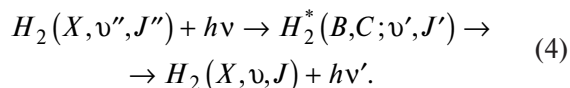
Заметим, что аппроксимация сечения фотоионизации HeI, приведенная в работе Дрейна, Хао (2002), превышает сечение из работы Вернера и др. (1996) более чем на порядок для $E \gtrsim 1$ кэВ.

Комптоновская ионизация

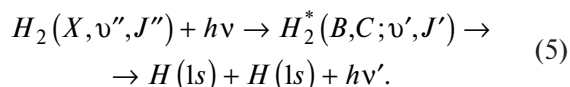
Сечения комптоновского рассеяния фотона на электронах, связанных в атомах H и He и молекуле H_2 , были взяты из работы Хаббелла и др. (1975). Для энергий фотонов $E_\gamma > 3\text{--}5$ кэВ эти сечения приближаются к сечению Клейна–Нишины–Тамма. Именно при таких энергиях фотонов комптоновская ионизация становится основным процессом ионизации H, He, H_2 . Сечение комптоновской ионизации ионов металлов вычислялось с помощью формулы для сечения комптоновского рассеяния на свободных электронах.

Фотодиссоциация H_2 через поглощение в полосах Лаймана и Вернера

Излучение в УФ-диапазоне длин волн поглощается молекулами H_2 в линиях полос Лаймана и Вернера. Характерное время жизни молекулы H_2 в возбужденных электронных состояниях $B^1\Sigma_u^+$ и $C^1\Pi_u^\pm$ составляет $\sim 10^{-9}$ с. Поэтому молекула H_2 быстро переходит из возбужденного в основное электронное состояние:

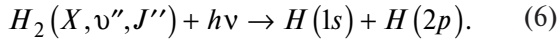


Возможен также процесс, когда возбужденная молекула H_2 переходит в колебательно-вращательный континуум основного электронного состояния, этот процесс диссоциации молекулы H_2 называется процессом Соломона:



Доля актов возбуждения молекул H_2 , которые приводят к диссоциации, составляет в среднем около 15% (Дрейн, Бертольди, 1996).

Прямая фотодиссоциация молекулы H_2 осуществляется в результате перехода молекулы из основного электронного состояния $X^1\Sigma_g^+$ в колебательно-вращательный континуум возбужденных электронных состояний:



В работе Гэя и др. (2012) рассчитаны сечения процесса (6) для переходов с уровней (v'', J'') основного электронного состояния в континуум электронных состояний $B^1\Sigma_u^+$ и $C^1\Pi_u$.

ОПИСАНИЕ ЧИСЛЕННОЙ МОДЕЛИ

Интенсивность излучения гамма-всплеска

Излучение активной фазы гамма-всплеска характеризуется двумя основными параметрами: полная изотропная энергия излучения $E_{\gamma, \text{iso}}$ и энергия максимума E_{peak} энергетического спектра νF_ν в собственной системе отсчета источника гамма-всплеска. Параметр $E_{\gamma, \text{iso}}$ определяется как полная энергия излучения гамма-всплеска в диапазоне $1-10^4$ кэВ в предположении изотропного распределения излучения. Корреляция между параметрами $E_{\gamma, \text{iso}}$ и E_{peak} называется соотношением Амати (Амати, 2006). В нашей модели мы выбрали значения $E_{\gamma, \text{iso}} = 5 \times 10^{52}$ эрг, $E_{\text{peak}} = 350$ кэВ (Нава и др., 2012; Цветкова и др., 2021). Спектральная плотность потока излучения аппроксимировалась с помощью функции Бэнда (Бэнд и др., 1993). Были выбраны следующие значения индексов для степенного спектра при низких и высоких энергиях: $\alpha = -1$ и $\beta = -2.3$ соответственно (Канеко и др., 2006; Нава и др., 2011). Зависимость интенсивности излучения от времени состоит из возрастающей линейной функции ($0 \leq t \leq t_0 = 1$ с) и экспоненциального спада с характерным временем $t_{\text{exp}} = 5$ с.

Изотропная кинетическая энергия ударной волны E_K для гамма-всплеска может быть оценена из наблюдаемой интенсивности и длительности послесвечения. Сумма $E_{\gamma, \text{iso}} + E_K$ характеризует полную начальную энергию взрыва. Эффективность излучения гамма-всплеска η определяется как отношение энергии излучения активной фазы $E_{\gamma, \text{iso}}$ к полной энергии взрыва. Оценки параметра η из данных наблюдений гамма-всплесков лежат в широком диапазоне от $\eta \lesssim 0.1$ до $\eta \approx 0.9$ (Жанг и др., 2007; Беньямини и др., 2016). В наших расчетах полагалось $E_K = 2.5 \times 10^{53}$ эрг и $\eta = 0.17$. Спектральная плотность потока послесвечения и его зависимость от времени моделировались с помощью программы *afterglowpy* (Райан и др., 2020). Были выбраны следующие параметры, которые используются для моделирования излучения послесвечения гамма-всплеска: доля энергии головной ударной

волны, заключенная в магнитном поле, $\epsilon_B = 10^{-4}$ (Сантана и др., 2014; Барниол Дуран, 2014), доля энергии, заключенная в электронах, $\epsilon_e = 0.1$ (Нава и др., 2014; Беньямини, ван дер Хорст, 2017), показатель степени в распределении электронов по энергиям $p = 2.3$ (Курран и др., 2010; Райан и др., 2015), полуугол раствора джета $\theta_j = 0.1$ рад (Райан и др., 2015; Голдштейн и др., 2016). Плотность среды в непосредственной близости от гамма-всплеска считается постоянной и равна $n_0 = 1 \text{ см}^{-3}$ (Панаитеску, Кумар, 2002). Наблюдатель находится на оси джета. Наша модель излучения послесвечения в *afterglowpy* не включает инжекцию энергии в ударную волну.

Вспышка оптического излучения наблюдается одновременно или сразу по завершении гамма-излучения активной фазы всплеска (Оганесян и др., 2023). Одно из возможных объяснений — это синхротронное излучение обратной ударной волны, которое генерируется на начальной стадии распространения джета во внешней среде. В нашей модели поток излучения оптической вспышки аппроксимировался следующей функцией от времени (Накар, Пирани, 2004):

$$F_{\text{opt}} = F_{0, \text{opt}} \left[\frac{1}{2} \left(\frac{t}{t_0} \right)^{-s\alpha_1} + \frac{1}{2} \left(\frac{t}{t_0} \right)^{-s\alpha_2} \right]^{-(1/s)}, \quad (7)$$

где параметры $\alpha_1 = 0.5$, $\alpha_2 = -2$, $s = 2$; t_0 — время, когда поток излучения достигает максимума; $F_{0, \text{opt}}$ — поток излучения в оптическом диапазоне в момент времени t_0 . В нашей модели $t_0 = 10$ с (в собственной системе отсчета). Для оценки изотропной светимости оптической вспышки мы использовали результаты работ Накара, Пирани (2004, 2005). Для параметров, представленных в табл. 1, имеем

$$L_0 = 4\pi D_L^2 F_{0, \text{opt}} \approx 3 \times 10^{32} \text{ эрг с}^{-1} \text{ Гц}^{-1}, \quad (8)$$

где D_L — фотометрическое расстояние от источника гамма-всплеска до наблюдателя. Зависимость светимости от частоты полагается следующей:

$$L(\nu) = L_0 \left(\frac{\nu_0}{\nu} \right)^\beta, \quad (9)$$

где $\nu_0 = 5.4 \times 10^{14}$ Гц, $\beta = 1$. Выбранное в нашей работе значение L_0 в $\oplus 500$ раз меньше светимости оптической вспышки ярких гамма-всплесков GRB 990123 (Акерлоф и др., 1999) и GRB 210619B (Оганесян и др., 2023) и приблизительно в 15 раз меньше значения, используемого в расчетах Дрейна, Хао (2002).

Таблица 1. Параметры излучения гамма-всплеска

Излучение активной фазы	Значение
Изотропная энергия, $E_{\gamma, \text{iso}}$	5×10^{52} эрг
Энергия максимума, E_{peak}	350 кэВ
α	-1
β	-2.3
Послесвечение	
Кинетическая энергия джета, E_K	2.5×10^{53} эрг
Доля энергии, заключенная в магнитном поле, ϵ_B	10^{-4}
Доля энергии, заключенная в электронах, ϵ_e	0.1
Показатель степени в распределении электронов, p	2.3
Полуугол раствора джета, θ_j	0.1 рад
Плотность среды, n_0	1 см^{-3}
Оптическая вспышка	
Максимальная изотропная светимость в оптическом диапазоне, L_0	$3 \times 10^{32} \text{ эрг с}^{-1} \text{ Гц}^{-1}$
Время, когда достигается максимум светимости, t_0	10 с

На рис. 1 показана изотропная светимость компонентов излучения гамма-всплеска (излучение активной фазы, оптическая вспышка и послесвечение) для моментов времени 1, 10, 10^2 , 10^3 с после начала гамма-всплеска. Оптическая вспышка является наиболее интенсивной компонентой излучения в оптическом и УФ-диапазонах длин волн на временах $t < 20$ с. Светимости обратной и головной ударных волн зависят от микрофизических параметров джета. В частности, светимость L_0 пропорциональна доле энергии, заключенной в магнитном поле ϵ_B (Накар, Пиран, 2005). А оценки параметра ϵ_B для головной ударной волны варьируются в широком диапазоне для различных гамма-всплесков, $10^{-8} \lesssim \epsilon_B \lesssim 10^{-1}$ (Сантана и др., 2014).

Модель газопылевого облака

В численной модели излучение гамма-всплеска распространяется в однородном облаке, которое располагается на некотором малом расстоянии от

Таблица 2. Параметры молекулярного облака

Расстояние от источника гамма-всплеска до границы облака	1 пк
Плотность газа в облаке, $n_{\text{H,tot}}$	10^3 см^{-3}
Начальное отношение концентраций орто- и пара- H_2	0.5
Скорость турбулентных движений, v_{turb}	5 км/с
Металличность, $[\text{M}/\text{H}]$	0, -1, -2
Доля металлов (Mg, Si, Fe), заключенных в пыли	0.99
Отношение масс пыли и газа (для $[\text{M}/\text{H}] = 0$)	0.004

Таблица 3. Распространенность химических элементов относительно ядер водорода ($[\text{M}/\text{H}] = 0$)

He	0.09	Mg	3.16×10^{-5}
C	2.95×10^{-4}	Si	3.16×10^{-5}
N	7.08×10^{-5}	S	1.41×10^{-5}
O	5.37×10^{-4}	Fe	3.16×10^{-5}
Ne	1.41×10^{-4}		

источника гамма-всплеска. Источник излучения гамма-всплеска находится в начале координат и в расчетах полагается точечным — расстояние, которое проходит джет в модели фэйрбола за рассматриваемый период времени (10^5 с), много меньше радиуса ионизации облака (Лаззати и др., 2001). Плотность газа в единицах концентрации ядер водорода $n_{\text{H,tot}}$ была выбрана равной 10^3 см^{-3} . В начальный момент времени атомы водорода заключены в молекулы H_2 . Параметры молекулярного облака приведены в табл. 2. В расчетах учитываются химические элементы H, He, C, N, O, Ne, Mg, Si, S, Fe. Распространенность гелия принята равной 0.09. Распространенность металлов соответствует распространенности в Солнечной системе, и делается поправка на принятое значение металличности $[\text{M}/\text{H}] \equiv \log_{10}(Z/Z_{\odot})$. Результаты расчетов, показанные на рисунках, соответствуют значению параметра $[\text{M}/\text{H}] = 0$; результаты расчетов для значений металличности $[\text{M}/\text{H}] = -1$ и -2 обсуждаются в тексте статьи. Распространенность химических элементов в случае $[\text{M}/\text{H}] = 0$ приведена в табл. 3 (Лоддерс, 2021). В начальный момент все атомы и молекулы H_2 находятся в нейтральном состоянии, концентрация атомов H равна 0.

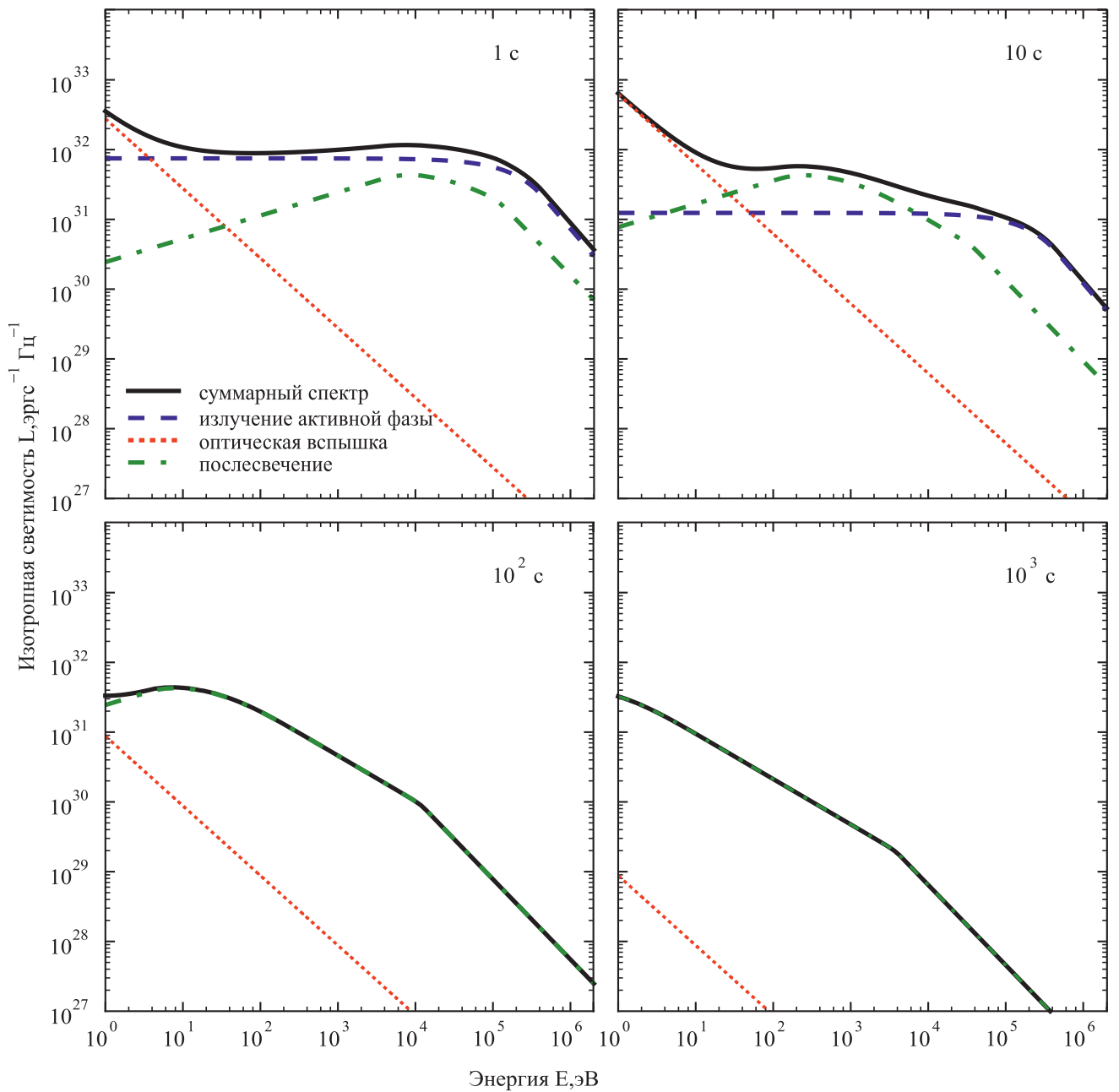


Рис. 1. Спектральная плотность светимости для разных компонент излучения гамма-всплеска (излучение активной фазы, оптической вспышки и послесвечения). По оси абсцисс отложена энергия фотонов в эВ, по оси ординат приведены значения изотропной спектральной плотности светимости в $\text{эрг с}^{-1} \text{Гц}^{-1}$ (т.е. в предположении, что излучение распространяется в полный телесный угол 4π). На графиках показана спектральная плотность светимости для четырех различных моментов времени: 1, 10, 10^2 , 10^3 с.

Характерное время ионизации газа излучением гамма-всплеска на расстоянии 1 пк и меньше составляет 1–3 с. Для сокращения времени счета программы численное моделирование ионизации газа производилось для расстояний $R > R_{\min} = 1$ пк. Облако разбивается на сферические слои одинаковой

толщины ΔR . Каждый слой характеризуется внутренним радиусом R_j (расстояние от источника до внутренней границы слоя) и средним радиусом $\bar{R}_j = (R_j + R_{j+1}) / 2$. Толщина слоя выбиралась равной $\Delta R = 5 \times 10^{16}$ см. Для каждого радиуса R определим запаздывающее время $t_r = t - R / c$,

где t — время, прошедшее с момента испускания гамма-всплеска. Запаздывающее время $t_r = 0$ соответствует моменту времени, когда фронт излучения гамма-всплеска доходит до слоя облака на расстоянии R .

Расчет оптических толщин и скоростей фотоионизации и фотодиссоциации

В расчетах рассматривается диапазон электромагнитного излучения от 1 эВ до 1 МэВ. Диапазон разбивается на интервалы, длины которых подчиняются геометрической прогрессии. Всего рассматривается 600 интервалов, по 100 интервалов на каждый порядок по частоте. Оптическая толщина для слоя облака j складывается из суммы оптических толщин за счет нескольких процессов:

$$\begin{aligned} \Delta\tau_j = & \Delta\tau_{\text{dust},j} + \sum_{\alpha} \Delta\tau_{\text{H}_2,\alpha,j} + \sum_X \sum_a \Delta\tau_{X^{+a}} + \\ & + \Delta\tau_{\text{H}_2,j} + \Delta\tau_{\text{H}_2^+,j} + \Delta\tau_{\text{H},j} + \\ & + \Delta\tau_{\text{He},j} + \Delta\tau_{\text{He}^+,j} + \Delta\tau_{e^-,j}, \end{aligned} \quad (10)$$

где $\Delta\tau_{\text{dust},j}$ — оптическая толщина слоя облака за счет поглощения на пыли, $\Delta\tau_{\alpha,j}$ — оптическая толщина слоя за счет связанно-связанных переходов полос Лаймана и Вернера молекулы H_2 , $\Delta\tau_{X^{+a}}$ — оптическая толщина за счет фотоионизации и комптоновской ионизации ионов металла X в ионизационном состоянии $+a$ в газовой фазе (где X — это один из C, N, O, Ne, Mg, Si, S, Fe), $\Delta\tau_{e^-,j}$ — комптоновское рассеяние на свободных электронах. Оптические толщины $\Delta\tau_{\text{H}_2,j}$, $\Delta\tau_{\text{H}_2^+,j}$, $\Delta\tau_{\text{H},j}$, $\Delta\tau_{\text{He},j}$ и $\Delta\tau_{\text{He}^+,j}$ учитывают процессы фотоионизации и комптоновской ионизации для H, H_2 , H_2^+ , He, He^+ , а также процессы фотодиссоциации для H_2 и H_2^+ . Оптическая толщина от источника гамма-всплеска до внутренней границы слоя облака j равна сумме вкладов в оптическую толщину всех слоев облака, предшествующих слою j :

$$\tau_{j-1}(v, t_r) = \sum_{i=1}^{j-1} \Delta\tau_i(v, t_r), \quad (11)$$

где при суммировании по слоям оптическая толщина вычисляется в один и тот же момент запаздывающего времени t_r .

Оптическая толщина слоя облака j для каждого из процессов фотоионизации, фотодиссоциации и комптоновской ионизации равна

$$\Delta\tau_{X,j} = n_X^j \sigma_X(v) \Delta R, \quad (12)$$

где n_X^j — концентрация ионов-мишеней (молекул) сорта X в слое облака j , $\sigma_X(v)$ — сечение рассматриваемой реакции. Средняя скорость ионизации (или фотодиссоциации) с участием ионов (молекул) сорта X — число событий в единицу времени и на одну частицу сорта X — рассчитывалась по формуле (Дрейн, Хао, 2002):

$$k_X^j = \frac{1}{4\pi R_j^2} \int_{v_0}^{\infty} dv \frac{L(v)}{hv} e^{-\tau_{j-1}} \frac{1 - e^{-\Delta\tau_j}}{\Delta\tau_j} \sigma_X(v). \quad (13)$$

Пусть $n_{X,a}^j$ — концентрация ионов химического элемента X в ионизационном состоянии $+a$ в слое облака j . Изменение во времени концентрации ионов X^{+a} определяется системой уравнений:

$$\frac{dn_{X,a}^j}{dt} = -k_{X,a}^j n_{X,a}^j + \sum_{b=0}^{a-1} P_{X,a,b} k_{X,b}^j n_{X,b}^j + k_{\text{vap},X,a}^j, \quad (14)$$

где $k_{X,a}^j$ — скорость фотоионизации (включая комптоновскую ионизацию) ионов X^{+a} , $P_{X,a,b}$ — вероятность испускания $a - b - 1$ электронов в результате Оже-эффекта после фотоионизации иона X^{+b} , $k_{\text{vap},X,a}^j$ — скорость высвобождения химических элементов в результате испарения частиц пыли (см. следующий раздел). Скорость фотоионизации иона X^{+b} рассчитывалась для каждой из внутренних электронных оболочек, и на основе этих данных вычислялись вероятности $P_{X,a,b}$. Ионизацией ионов в столкновениях с электронами можно пренебречь, так как в нашей работе мы исследуем области газа за ионизационным фронтом с относительно низкой степенью ионизации. В частности, сечение столкновительной ионизации CI составляет $\sim 10^{-16}$ см² для энергий электронов $E \sim 15 - 10^3$ эВ (Брук и др., 1978). Характерное время ионизации составляет $\sim 10^7$ с для концентрации электронов 1 см^{-3} и энергии $E = 1$ кэВ. Это время много больше интервала времени, который рассматривается в нашей работе. Скорости рекомбинации ионов также малы для рассматриваемых плотностей газа (Перна, Лоеб, 1998; Лаззати и др., 2001).

Модель пыли

В начальный момент времени частицы пыли имеют одинаковый радиус $r_d = 0.1$ мкм. Плотность материала пыли равна $\rho_d = 3.5$ г/см³, а химический состав вещества пыли был выбран MgFeSiO_4 . Отношение масс, заключенных в пылевых частицах и в газе, определяется металличностью и деплецией металлов на пыли. Значение деплеции металлов на пыли было выбрано равным 0.99 (произвольное значение, близкое к 1). Для металличности $[\text{M}/\text{H}] = 0$, отношение масс пыли и газа составляет 0.004 в начальный момент

(в нашей модели учитывалась только силикатная пыль, а атомы металлов, которые не входят в состав пылевых частиц, находятся в газовой фазе).

Оптическая толщина слоя облака за счет поглощения и рассеяния излучения на частицах пыли радиуса r_d равна

$$\Delta\tau_{\text{dust},j} = \pi r_d^2 [Q_{\text{abs}}(r_d, \nu) + Q_{\text{sca}}(r_d, \nu)] n_d \Delta R, \quad (15)$$

где $Q_{\text{abs}}(r_d, \nu)$ и $Q_{\text{sca}}(r_d, \nu)$ — сечения поглощения и рассеяния, нормированные на геометрическое сечение частицы пыли, n_d — концентрация частиц пыли в газопылевом облаке. Сечения поглощения и рассеяния света на частицах пыли для длин волн в оптическом и УФ-диапазонах были рассчитаны в работах Лаор, Дрейн (1993) и Вейнгартнер, Дрейн (2001). Сечения поглощения и рассеяния в рентгеновском диапазоне длин волн были рассчитаны в работе Дрейна (2003). Данные по сечениям для энергий фотонов $h\nu \leq 1240$ эВ были доступны на интернет-странице проф. Дрейна¹. Для больших энергий фотонов использовалась экстраполяция сечений степенной функцией от энергии (Дрейн, Хао, 2002; Дрейн, 2003). Ионизация частиц пыли в результате поглощения излучения не учитывалась. В рентгеновском диапазоне длина волны фотона мала по сравнению с размерами пылинок, и рассеяние происходит преимущественно вперед. При рассеянии фотона на угол, меньше некоторого θ_{min} , можно считать, что фотон не покинул основной импульс гамма-всплеска. Согласно оценкам, приведенным в работе Дрейна, Хао (2002), $\theta_{\text{min}} \sim 5-10'$. Слагаемое, соответствующее рассеянию, опускалось в выражении (15) для энергий фотонов $h\nu > 5$ кэВ (Дрейн, Хао, 2002; Дрейн, 2003).

Для оценки скорости испарения частиц пыли использовалась приближенная формула (Гухатхакурта, Дрейн, 1989; Ваксман, Дрейн, 2000):

$$\frac{dr_d}{dt} = - \left(\frac{m_d}{\rho_d} \right)^{1/3} v_0 \exp \left(- \frac{B}{k_B T_d} \right), \quad (16)$$

где T_d — температура пыли, ρ_d — плотность материала, из которого состоят пылинки, m_d — средняя атомная масса вещества пыли, $B/k_B = 7 \times 10^4$ К — энергия химической связи на один атом, $v_0 = 10^{15}$ с⁻¹. Температура пыли T_d определяется из уравнения баланса скоростей нагрева и охлаждения частиц пыли:

$$C_d \frac{dT_d}{dt} = G_{\text{GRB}} + G_{\text{rad}} + G_{\text{vap}}, \quad (17)$$

где G_{GRB} — нагрев частиц пыли излучением гамма-всплеска, G_{rad} — охлаждение частиц пыли за

счет собственного излучения, G_{vap} — охлаждение частиц пыли за счет испарения, C_d — теплоемкость частицы пыли. Скорость нагрева частиц пыли излучением гамма-всплеска в центре слоя j равна (нормированная на одну частицу)

$$G_{\text{GRB}} = \frac{1}{4\pi R_j^2} \int_0^\infty d\nu L(\nu) e^{-\tau_{j-1} - 0.5\Delta\tau_j} Q_{\text{abs}} \pi r_d^2. \quad (18)$$

Скорость охлаждения частиц пыли за счет собственного излучения равна

$$G_{\text{rad}} = -4\pi \int_0^\infty B(\nu, T_d) Q_{\text{abs}} \pi r_d^2 d\nu, \quad (19)$$

где $B(\nu, T_d)$ — интенсивность излучения абсолютно черного тела. Скорость охлаждения частицы пыли за счет испарения равна

$$G_{\text{vap}} = -4\pi r_d^2 \left| \frac{dr_d}{dt} \right| \frac{B\rho_d}{m_d}. \quad (20)$$

Теплоемкость частиц пыли C_d полагалась равной $3k_B N$, где N — число атомов в частице пыли. Погрешность этого приближения для силикатной пыли менее 10% для температуры пыли $T_d > 600$ К (Дрейн, Ли, 2001). В расчетах не учитывалось разрушение пыли за счет отрыва ионов от сильно заряженной частицы пыли. Согласно оценкам Дрейна, Хао (2002), Перна, Лазатти (2002), этот механизм разрушения пыли важен на расстоянии $R \lesssim 1-5$ пк от источника гамма-всплеска (оценка расстояния зависит от флюенса фотонов рентгеновского излучения). В то же время, нагрев частиц пыли за счет поглощения излучения в оптическом и УФ-диапазонах длин волн приводит к сублимации пылинок на расстояниях $R \lesssim 10$ пк (для параметров гамма-всплеска и газопылевого облака, рассматриваемых в нашей модели).

Скорость высвобождения атомов в газовую фазу в результате испарения частиц пыли равна

$$k_{\text{vap},X,a} = 4\pi r_d^2 \left| \frac{dr_d}{dt} \right| \frac{\rho_d n_d}{m_d} \frac{l}{7}, \quad (21)$$

где $l = 1$ для Mg, Fe, Si; $l = 4$ для O; $l = 0$ для остальных химических элементов и для ионизационных состояний $a > 0$ (предполагается, что с поверхности пыли испаряются нейтральные атомы).

Связанно-связанные переходы H_0 в полосах Лаймана и Вернера

Система уравнений для населенностей колебательно-вращательных уровней основного электронного состояния молекулы H_2 имеет вид

¹ <https://www.astro.princeton.edu/~draine/dust/dust.html>

$$\frac{dn_l}{dt} = \sum_{m \neq l} \beta_{lm} n_m - n_l \left(\sum_{m \neq l} \beta_{ml} + \beta_{\text{diss},l} \right) - n_l k_{\text{H}_2,l} + \sum_{m > l} A_{lm} n_m - n_l \sum_{m < l} A_{ml}, \quad (22)$$

где n_l — концентрация молекул H_2 на энергетическом уровне l , β_{lm} — эффективная скорость перехода $m \rightarrow l$ за счет фотовозбуждения электронных состояний H_2 и радиационного перехода обратно в основное электронное состояние, $\beta_{\text{diss},l}$ — скорость диссоциации молекул H_2 за счет распадов возбужденных состояний в колебательный континуум основного электронного состояния, $k_{\text{H}_2,l}$ — скорость разрушения молекулы H_2 в реакциях фотоионизации, прямой фотодиссоциации, комптоновской ионизации, A_{lm} — коэффициенты Эйнштейна для спонтанного радиационного перехода с энергетического уровня m на уровень l (внутри основного электронного состояния молекулы). Зависимость параметра $k_{\text{H}_2,l}$ от энергетического уровня H_2 учитывалась только для прямой фотодиссоциации (Гэй и др., 2012). Переходы за счет столкновений молекул друг с другом не важны для плотностей газа и периода времени, рассматриваемых в нашей работе (Боссион и др., 2018; Ван и др., 2018).

Эффективная скорость перехода с уровня m на уровень l за счет фото-возбуждения электронных состояний H_2 равна

$$\beta_{lm} = \sum_u \frac{A_{lu}}{A_{\text{tot},u}} \zeta_{um}, \quad (23)$$

где ζ_{um} — скорость фотовозбуждения с уровня m на уровень u возбужденного электронного состояния, A_{lu} — вероятность перехода с уровня u на уровень l за счет спонтанного излучения, $A_{\text{tot},u}$ — полная вероятность распада уровня за счет спонтанного излучения, которая также включает вероятность перехода в колебательный континуум основного электронного состояния $A_{\text{vc},u}$:

$$A_{\text{tot},u} = \sum_l A_{lu} + A_{\text{vc},u}. \quad (24)$$

Скорость фотодиссоциации H_2 в процессе Со-ломона равна

$$\beta_{\text{diss},m} = \sum_u \frac{A_{\text{vc},u}}{A_{\text{tot},u}} \zeta_{um}. \quad (25)$$

Ширина по частоте каждой линии из полос Лаймана и Вернера много уже ширины интервалов, на которые разбивается шкала частот фотонов в вычислениях. Учет ослабления интенсивности излучения производится с помощью метода

эквивалентной ширины линии. Пусть радиационный переход α связывает уровень l основного электронного состояния и уровень u возбужденного электронного состояния молекулы H_2 . Безразмерная эквивалентная ширина линии α на расстоянии R_j от начала координат равна (Дрейн, 2011)

$$W_{ul}(R_j) = \int \frac{dv}{v} \left\{ 1 - \exp \left[-N_l(R_j) \sigma_{ul}(v) \right] \right\}, \quad (26)$$

где $\sigma_{ul}(v)$ — сечение поглощения фотонов в линии α в зависимости от частоты, $N_l(R_j)$ — лучевая концентрация молекул H_2 , находящихся на энергетическом уровне l :

$$N_l(R_j) = \sum_{i=1}^{j-1} n_l^i \Delta R, \quad (27)$$

где n_l^i — концентрация молекул H_2 , находящихся на энергетическом уровне l , в слое облака i . Значения n_l^i в слоях облака берутся в одно и тоже запаздывающее время t_r . Скорость фотовозбуждения молекул H_2 за счет поглощения фотонов в линии α в слое облака j равна (Дрейн, Бертольди, 1996; Дрейн, Хао, 2002):

$$\zeta_{ul}(N_l) = \frac{L(v) e^{-\tau_{j-1}}}{4\pi R_j^2 h} \frac{\Delta W_{ul}}{\Delta N_l}, \quad (28)$$

где приращения лучевой концентрации ΔN_l и эквивалентной ширины ΔW_{ul} за счет поглощения в слое j равны

$$\Delta N_l = n_l^j \Delta R, \quad \Delta W_{ul} = W_{ul}(R_{j+1}) - W_{ul}(R_j). \quad (29)$$

Вклад линии α в оптическую толщину для интервала частот $[v_0, v_0 + \Delta v]$, которому принадлежит линия α , равен (Дрейн, Бертольди, 1996; Дрейн, Хао, 2002)

$$\Delta \tau_{\alpha,j} = \frac{\Delta W_{ul}}{\ln(1 + \Delta v / v_0)}. \quad (30)$$

Для расчета эквивалентной ширины использовались аппроксимации, опубликованные в работе Роджерса, Вильямса (1974).

Расчет населенностей производился для 301 колебательно-вращательного уровня основного электронного состояния $X^1\Sigma^+$ молекулы H_2 . Энергии колебательно-вращательных уровней основного электронного состояния $X^1\Sigma^+$ и возбужденных электронных состояний $B^1\Sigma_u^+$, $C^1\Pi_u^+$, а также коэффициенты Эйнштейна для переходов $X^1\Sigma^+ \leftarrow B^1\Sigma_u^+$, $X^1\Sigma^+ \leftarrow C^1\Pi_u^+$ были взяты из файлов с данными кода CLOUDY (Шоу и др., 2005; Ферланд и др., 2017). Коэффициенты Эйнштейна для переходов внутри основного электронного

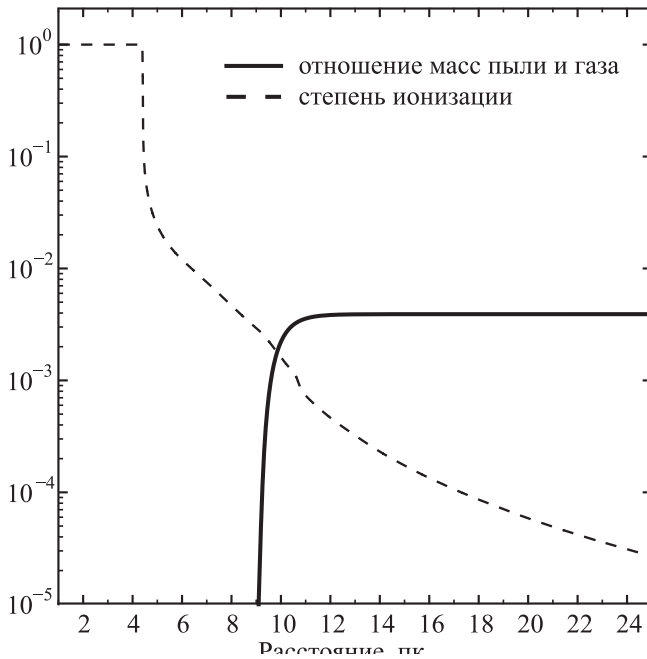


Рис. 2. Зависимость степени ионизации χ_i и отношения масс пыли и газа от расстояния до источника гамма-всплеска. Для каждого расстояния приведены значения величин в один и тот же момент запаздывающего времени $t_{\max} = 10^5$ с.

состояния молекулы были взяты из работы Волниевича и др. (1998). Поглощение в линиях других атомов и молекул, отличных от H_2 , не учитывалось.

Численные расчеты

Для энергий меньше 13.6 эВ (порог ионизации H), основной вклад в оптическую толщину вносят поглощение на пыли, фотоионизация атомов металлов с низким потенциалом ионизации (Cl , MgI , SiI , SI , FeI), поглощение H_2 в полосах Лаймана и Вернера. Для энергий фотонов больше 13.6 эВ главный вклад в оптическую толщину вносят процессы фотоионизации H , H_2 и He и фотодиссоциации H_2 . Для энергий фотонов $0.5 \lesssim h\nu \lesssim 10$ кэВ, поглощение и рассеяние на пыли и фотоионизация ионов металлов в газовой фазе снова становятся существенными. Для этих энергий фотонов главный вклад в сечение фотоионизации ионов металлов вносит фотоионизация внутренних электронных оболочек ионов. При больших энергиях основным процессом рассеяния фотонов является комптоновская ионизация H , H_2 и He . В процессе фотоионизации, фотодиссоциации H_2 и испарения частиц пыли, вклад различных составляющих среды в оптическую толщину меняется. В частности, при разрушении молекулы H_2 образуется атомарный водород, и фотоионизация атомов H вносит главный вклад

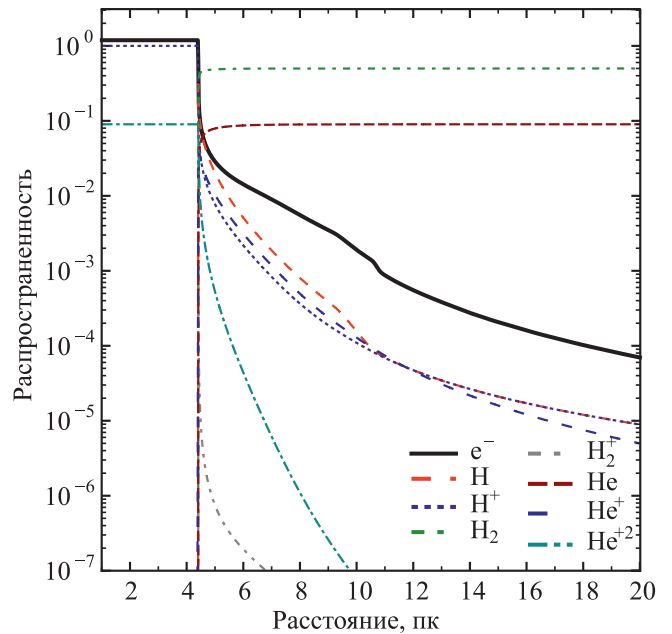


Рис. 3. Зависимость распространенности H , He , H_2 и их ионов от расстояния до источника гамма-всплеска (в момент запаздывающего времени $t_{\max} = 10^5$ с).

в оптическую толщину для фотонов с энергией $13.6 \leq E \leq 15.4$ эВ.

Численные расчеты проводились по схеме, описанной в работах Перна и др. (2000); Дрейна, Хао (2002). Расчет временной зависимости концентрации ионов и химических соединений проводился последовательно для каждого слоя облака. Решалась система дифференциальных уравнений для населенностей энергетических уровней молекулы H_2 , концентраций ионов и химических соединений, для радиуса и температуры частиц пыли. Решение системы дифференциальных уравнений осуществлялось с помощью численного кода SUNDIALS CVODE v5.7.0 (Хиндмарш и др., 2005; Гарднер и др., 2022). Максимальное время, для которого проводилось моделирование составляет $t_{\max} = 10^5$ с. Интегрирование системы уравнений останавливалось раньше этого времени, если была достигнута полная ионизация газа. Критерий полной ионизации газа был выбран следующий:

$$n_{\text{H}_2} + n_{\text{H}_2^+} + n_{\text{H}} + n_{\text{He}} + n_{\text{He}^+} + \sum_X \sum_{a < a_{\max}} n_{X^{+a}} < 10^{-8} n_{\text{H,tot}}, \quad (31)$$

где в сумме по ионизационным состояниям металлов учитываются ионизационные состояния ниже максимального. В решении системы дифференциальных

уравнений для слоя облака j использовались значения оптической толщины $\tau_{j-1}(v, t_r)$ и лучевых концентраций молекулы H_2 $N_l(R_j, t_r)$, полученные в результате расчетов для слоев облака $i < j$.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Ионизационная структура облака

Определим степень ионизации газа как

$$x_i = \frac{n_e}{n_{e,\text{tot}}}, \quad (32)$$

где n_e — концентрация электронов в газе, $n_{e,\text{tot}}$ — полное число электронов в единице объема (как свободных электронов, так и связанных в ионах и молекулах). На рис. 2 показаны зависимости степени ионизации газа x_i и отношения масс пыли и газа от расстояния до источника гамма-всплеска в момент времени $t_{\text{max}} = 10^5$ с после начала гамма-всплеска (в один и тот же момент запаздывающего времени). На расстоянии $R_{\text{ion}} = 4.4$ пк от источника всплеска проходит граница между полностью ионизованным газом и нейтральным газом. Степень ионизации газа на этой границе падает в ≈ 30 раз и далее медленно спадает с расстоянием. В области, где $x_i \ll 1$, основным источником электронов в газе является ионизация атомов металлов.

Для энергий фотонов выше 13.6 эВ молекулярный газ является непрозрачным для излучения. Поэтому испарение пыли происходит в результате ее нагрева излучением в оптическом и УФ-диапазонах длин волн (см. также Дрейн, Хао, 2002). Скорость испарения частиц пыли имеет сильную зависимость от температуры пыли, которая, в свою очередь, зависит от интенсивности излучения. На расстояниях $R > R_d \approx 9 - 10$ пк интенсивность излучения недостаточно высока, и испарение частиц пыли не происходит. На меньших расстояниях имеет место полное испарение частиц пыли, при этом характерное время испарения составляет около 3–5 с от начала гамма-всплеска (нагрев и испарение частиц пыли происходит УФ-излучением оптической вспышки гамма-всплеска). Таким образом, ионизирующее излучение на расстояниях $R < R_d$ не экранировано пылью, которая уже успела испариться в первые секунды от начала гамма-всплеска. В этом случае степень ионизации газа зависит от флюенса ионизирующего излучения, но не от функциональной зависимости потока излучения от времени (Лаззати, Перна, 2002, 2003). Падение степени ионизации на расстояниях $\approx 9 - 11$ пк связано с уменьшением концентрации тяжелых металлов в газовой фазе (O, Mg, Si, Fe) для $R > R_d$, а также с переходом атомов углерода в нейтральное состояние (переход CII/CI). С увеличением расстояния

от источника гамма-всплеска возрастает относительный вклад комптоновской ионизации в концентрацию электронов в газе, который составляет около 15% на расстоянии 25 пк.

Распространенности атомов и молекул вычисляются по формуле

$$x_A = \frac{n_A}{n_{\text{H,tot}}}, \quad (33)$$

где n_A — концентрация атомов (молекул) сорта A . На рис. 3 показана распространенность молекул H_2 , H_2^+ , ионов H , H^+ , He , He^+ , He^{+2} и электронов в зависимости от расстояния до источника гамма-всплеска. Отношение концентраций $n_{\text{H}}/n_{\text{H}_2}$ равно ~ 1 на границе ионизованный/нейтральный газ в узкой области облака размером ~ 0.01 пк. Реакциями разрушения молекулярного водорода являются (i) фотоионизация H_2 ; (ii) диссоциативная фотоионизация H_2 ; (iii) комптоновская ионизация; (iv) прямая фотодиссоциация H_2 ; (v) механизм Соломона. Прямая фотодиссоциация и механизм Соломона разрушения H_2 эффективны на расстояниях меньше радиуса испарения пыли (вносят 40–50% в общее количество разрушенного H_2 при $R_{\text{ion}} < R < R_d$). На больших расстояниях скорость диссоциации H_2 быстро падает с расстоянием (УФ излучение экранируется пылью), и разрушение H_2 в основном обусловлено ионизацией. Главным механизмом разрушения H_2^+ является фотодиссоциация с образованием H и H^+ , поэтому при $R > R_d$ концентрация H равна концентрации H^+ (рис. 3). На расстояниях $R > 13$ пк комптоновская ионизация становится основным процессом разрушения H_2 .

Значение металличности газа не влияет на радиус ионизационного фронта. Радиус испарения пыли увеличивается с уменьшением металличности: $R_d \approx 12 - 13$ пк для $[\text{M}/\text{H}] = -1, -2$.

Распространенность ионов металлов

На рис. 4 показаны распространенности ионов металлов C, N, O, и Ne в зависимости от расстояния. Потенциал ионизации внешней электронной оболочки нейтрального атома CI составляет 11.2 эВ. Основной вклад в ионизацию атомов CI вносят фотоны УФ-диапазона с энергией, меньше потенциала ионизации атомарного водорода, $E < 13.6$ эВ. На определенном расстоянии от источника флюенс излучения в УФ диапазоне становится недостаточно высок для полной ионизации атомов CI, и углерод остается преимущественно нейтральным. Переход CII/CI является резким и происходит на расстоянии $R_C \approx 10 - 11$ пк, за фронтом испарения пыли (рис. 4). На расстояниях $R > R_C$, фотоионизация атомов CI происходит за счет ионизации

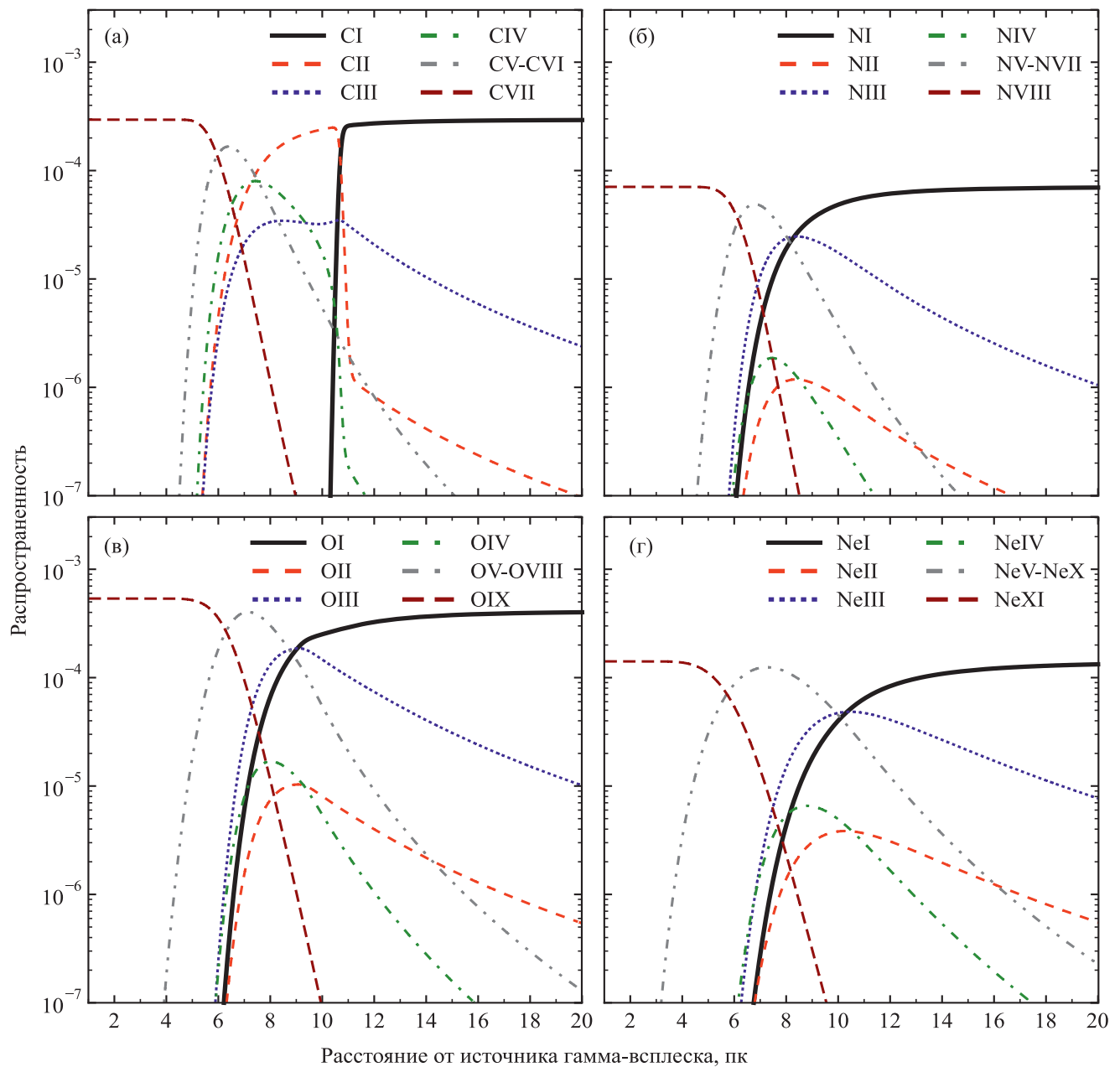


Рис. 4. Распространенность ионов C, N, O и Ne в различных ионизационных состояниях в зависимости от расстояния (в момент запаздывающего времени $t_{\max} = 10^5$ с). Запись NV–NVII означает суммарную распространенность ионов с NV по NVII, и аналогично для других ионов.

К-оболочки атома. Для нейтральных атомов NI, OI, NeI потенциал ионизации внешней электронной оболочки приблизительно равен или выше 13.6 эВ. Основной вклад в ионизацию этих атомов вносит фотоионизация электронных К-оболочек на всех расстояниях от источника гамма-всплеска. С вероятностью, близкой к 1, испускается один Оже-электрон при фотоионизации

электронных К-оболочек CI, NI, OI, NeI (Каастра, Меве, 1993). В результате нейтральный атом NI переходит сразу в NIII, аналогично для атомов CI, OI, NeI (для атомов углерода CI это верно на расстояниях $R > R_C$). Фотоионизация CII (CIII), NIII, OIII и NeIII также происходит через фотоионизацию К-оболочек ионов, что сопровождается испусканием одного Оже-электрона. Таким

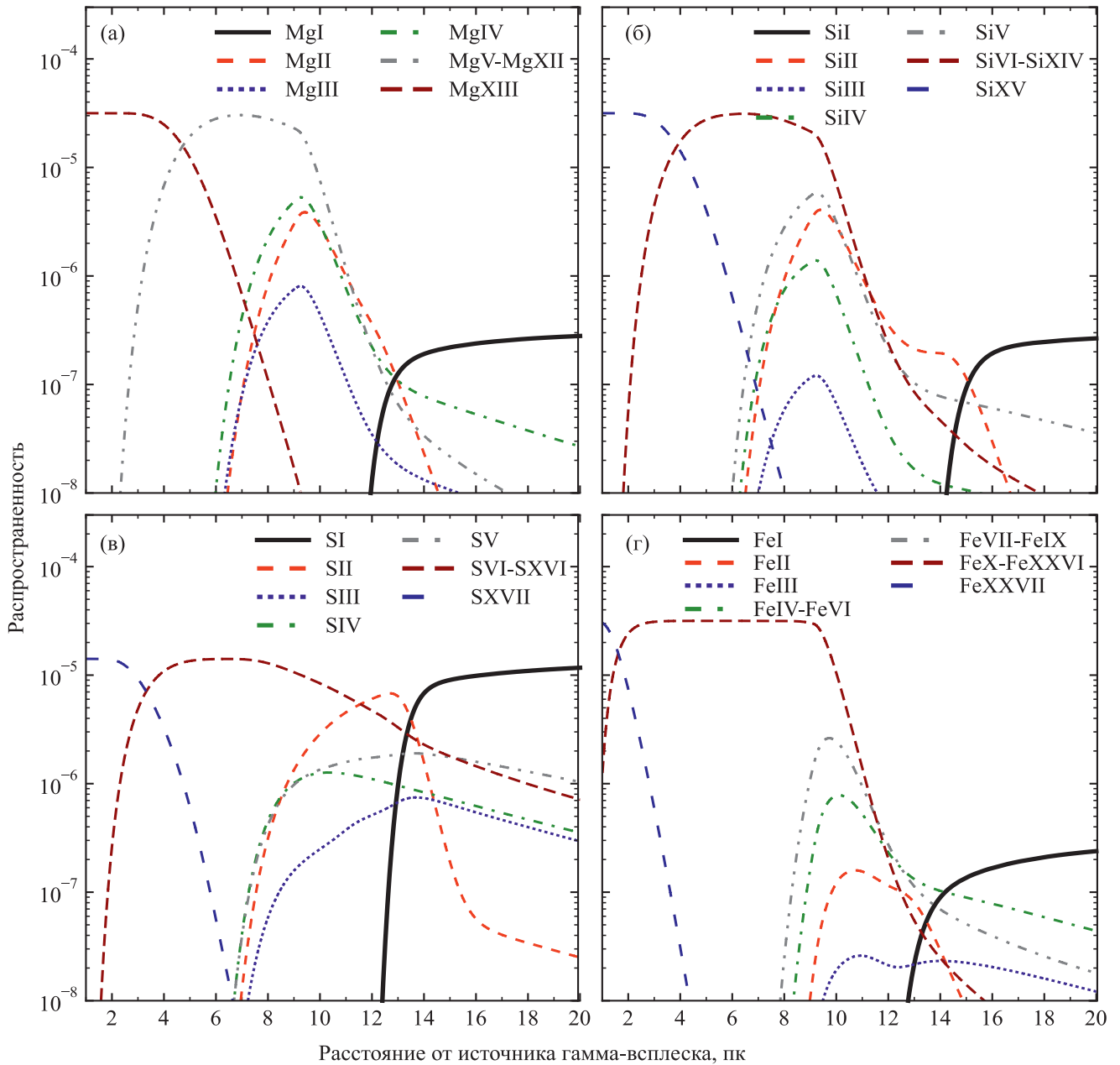


Рис. 5. То же, что на рис. 4, только для ионов Mg, Si, S и Fe.

образом, концентрации ионов в ионизационном состоянии II много меньше концентрации ионов в ионизационном состоянии III, и концентрация ионов в ионизационном состоянии IV много меньше концентрации ионов в более высоких ионизационных состояниях (для углерода это верно на расстояниях $R > R_C$) (рис. 4).

На рис. 5а,б,г показаны распространенности ионов металлов Mg, Si и Fe в зависимости от

расстояния. В области $R \lesssim R_d$, атомы Mg, Si и Fe попадают в газовую фазу вследствие испарения частиц пыли. Потенциалы ионизации внешних электронных оболочек атомов MgI, SiI и FeI равны 7.65, 8.15 и 7.9 эВ соответственно. Фотоионизация этих атомов осуществляется через поглощение фотонов УФ-диапазона длин волн. Потенциал фотоионизации MgII, SiII и FeII составляет 15, 16.4 и 16.2 эВ, и ионизация этих ионов протекает за счет

поглощения фотонов в рентгеновском диапазоне и фотоионизации внутренних электронных оболочек ионов. В этом случае фотоионизация сопровождается (с высокой долей вероятности) испусканием 1–2 Оже-электронов для MgII, 1–3 Оже-электронов для SiII, и 1–6 Оже-электронов для FeII. На расстояниях $R \geq 13$ –15 пк от источника всплеска атомы Mg, Si и Fe находятся преимущественно в нейтральном состоянии (рис. 5). На этих расстояниях, наиболее вероятным каналом ионизации MgI является фотоионизация электронной К-оболочки, которая сопровождается испусканием двух Оже-электронов. Поэтому для $R > R_{\text{Mg}} \approx 13$ пк следующим по распространенности после MgI является ион MgIV, и концентрация ионов Mg в остальных ионизационных состояниях меньше концентрации MgIV (рис. 5). Аналогично SiV является вторым по распространенности ионом после SiI для $R > R_{\text{Si}} \approx 15$ пк, а для $R > R_{\text{Fe}} \approx 14$ пк ионы железа FeIV, FeV, FeVI следуют по распространенности за нейтральным атомом FeI. Заметим, что результат расчетов для Mg, Si и Fe зависит от предположений, сделанных в модели: атомы в газовой фазе в начальный момент находятся в нейтральном состоянии, и при испарении пыли атомы высвобождаются в газовую фазу также в нейтральном состоянии.

На рис. 5в показаны распространенности ионов серы S в зависимости от расстояния. Потенциал ионизации атома SI составляет 10.4 эВ. Основным каналом ионизации нейтрального атома S является поглощение фотонов УФ-диапазона (в области, где УФ-излучение не экранировано). Граница SII/SI находится на расстоянии $R_S \approx 13$ –14 пк (рис. 5). Основным каналом ионизации SII, а также ионизации SI для $R > R_S$, является фотоионизация фотонами в рентгеновском диапазоне длин волн, которая сопровождается испусканием Оже-электронов. На расстояниях $R > R_S$ следующим по распространенности ионом серы после SI является ион SV. Концентрация ионов SIII и SIV мала на всех расстояниях. Концентрации SIII и SIV имеют близкие значения при $R > R_S$, так как вероятности испускания 1 или 2 Оже-электронов при фотоионизации электронной К-оболочки SI имеют близкие значения — около 0.08 (Каастра, Меве, 1993).

Лучевые концентрации ионов металлов

Определим лучевую концентрацию ионов сорта A на расстоянии R_j (внутренний радиус слоя облака j):

$$N_A(R_j) = \sum_{i=1}^{j-1} n_A^i(t_r) \Delta R, \quad (34)$$

где n_A^i — концентрация ионов A в слое облака i в один и тот же момент запаздывающего времени t_r .

Лучевые концентрации ионов могут быть измерены с помощью наблюдений абсорбционных линий ионов металлов в послесвечении гамма-всплеска. В этом разделе представлены результаты расчетов лучевой концентрации ионов металлов как функций полной лучевой концентрации ядер водорода, $N_{\text{H,tot}} = n_{\text{H,tot}}(R - R_{\text{min}})$, где R — расстояние от источника гамма-всплеска. На рис. 6 и 7 представлены результаты расчетов в момент запаздывающего времени $t_{\text{max}} = 10^5$ с. Приведены результаты расчетов для $N_{\text{H,tot}} \leq 4 \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$, что соответствует расстояниям $R \leq 14$ пк для рассматриваемой плотности газа.

Для лучевых концентраций водорода, $N_{\text{H,tot}} < 2 \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$, ионы углерода преимущественно находятся в состоянии высокой степени ионизации CVI и CVII (рис. 6а). Для больших лучевых концентраций водорода $N_{\text{H,tot}}$ углерод преимущественно находится в виде ионов CI и CII (интегрально по лучу зрения). Верхняя граница лучевых концентраций водорода $N_{\text{H,tot}}$, при которых лучевая концентрация ионов в состоянии ионизации III и выше превышает суммарную лучевую концентрацию ионов в состояниях I и II, возрастает с увеличением атомного числа иона (рис. 6). Для углерода это значение $N_{\text{H,tot}}$ составляет около $2 \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$. А для неона лучевая концентрация NeI–NeII становится больше лучевой концентрации ионов NeIII–NeX только при $N_{\text{H,tot}} \geq 4 \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$.

Лучевая концентрация ионов металлов Mg, Si, и Fe в состоянии ионизации I–IV много меньше лучевой концентрации ионов в состоянии ионизации V и выше для всех лучевых концентраций водорода $N_{\text{H,tot}}$ (рис. 7а,б,г). Таким образом, ионы Mg, Si, и Fe в газовой фазе находятся преимущественно в виде ионов с большим зарядом (интегрально по лучу зрения). При лучевых концентрациях $N_{\text{H,tot}} \gtrsim 3 \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$, доля атомов металлов Mg, Si, и Fe, которые заключены в частицах пыли, перестает быть пренебрежимо малой. Доля ионов серы S в низком зарядовом состоянии (I–II) растет с увеличением лучевой концентрации водорода $N_{\text{H,tot}}$ (рис. 7в). При $N_{\text{H,tot}} \gtrsim 6 \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$ лучевая концентрация ионов серы SI–SII становится выше лучевой концентрации ионов с большим зарядом. При этом лучевые концентрации ионов S в зарядовом состоянии III и IV малы для всех $N_{\text{H,tot}}$, что обусловлено фотоионизацией ионов серы рентгеновским излучением и испусканием Оже-электронов.

Поглощение излучения послесвечения гамма-всплеска в газопылевом облаке

На рис. 8 показаны результаты расчетов энергетического спектра излучения послесвечения в момент времени $t_{\text{max}} = 10^5$ с после прохождения слоя облака различной толщины. Лучевая

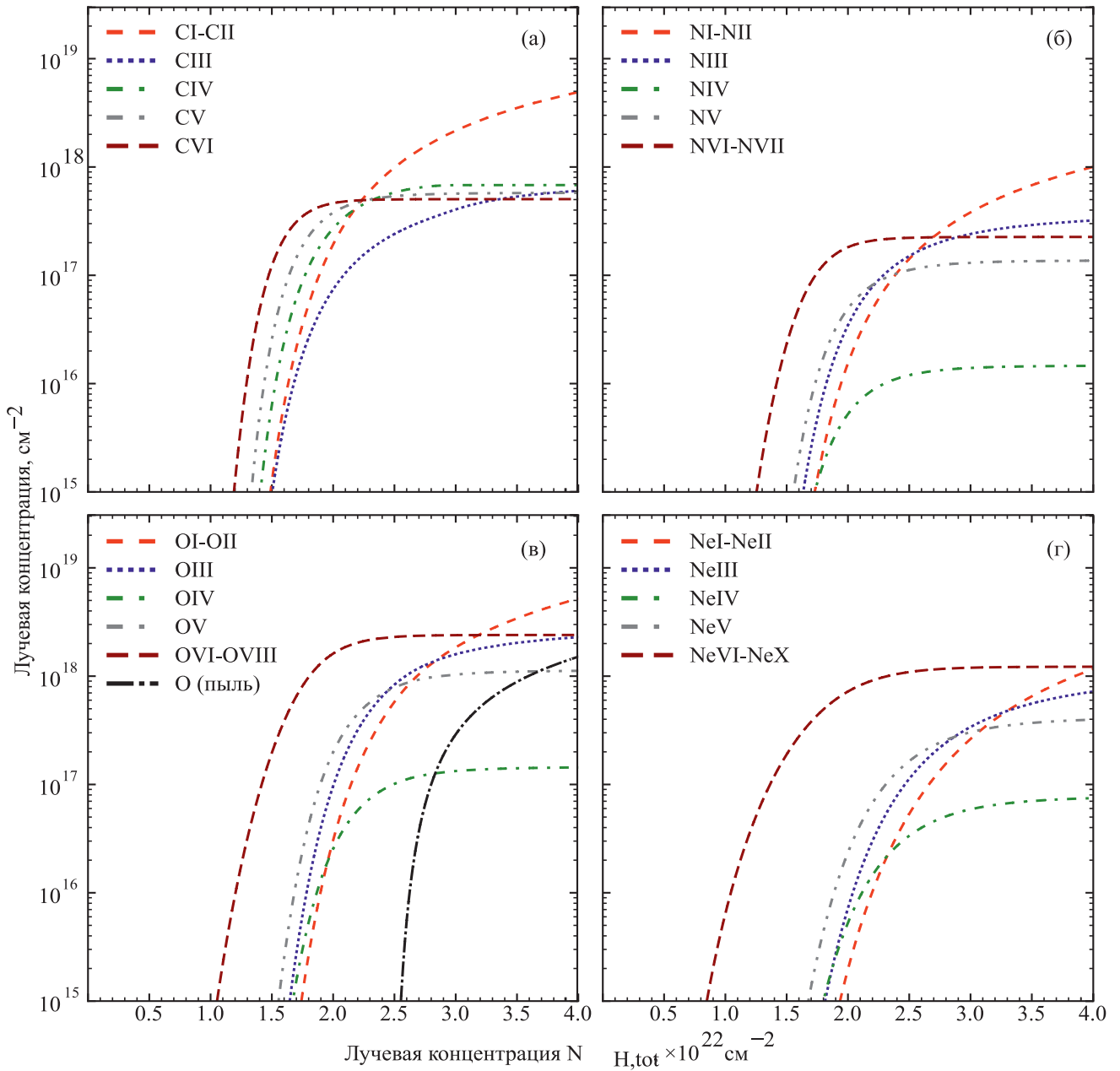


Рис. 6. Лучевая концентрация ионов C, N, O и Ne в различных ионизационных состояниях в зависимости от лучевой концентрации водорода $N_{\text{H,tot}}$. На графиках не показаны лучевые концентрации полностью ободранных ионов (CVII, NVIII, OIX, NeXI). Результаты расчетов соответствуют моменту времени $t_{\text{max}} = 10^5$ с после начала гамма-всплеска.

концентрация полностью ионизованного слоя газа N_0 составляет около 10^{22} см $^{-2}$. Этот газ не оказывает почти никаких эффектов на наблюдаемый спектр послесвечения (эффект от комптоновского рассеяния на электронах и поглощения излучения ионами металлов в ультравысоком ионизованном состоянии мал). В

УФ-диапазоне длин волн излучение с энергией фотонов выше 13.6 эВ полностью поглощается H, H $_2$, He в частично ионизованном слое облака для всех $N_{\text{H,tot}} > N_0$. Радиус испарения пыли $R_d \approx 9 - 10$ пк соответствует лучевой концентрации $N_d \approx 2.7 \times 10^{22}$ см $^{-2}$. При лучевых концентрациях водорода $N_{\text{H,tot}} < N_d$, излучение

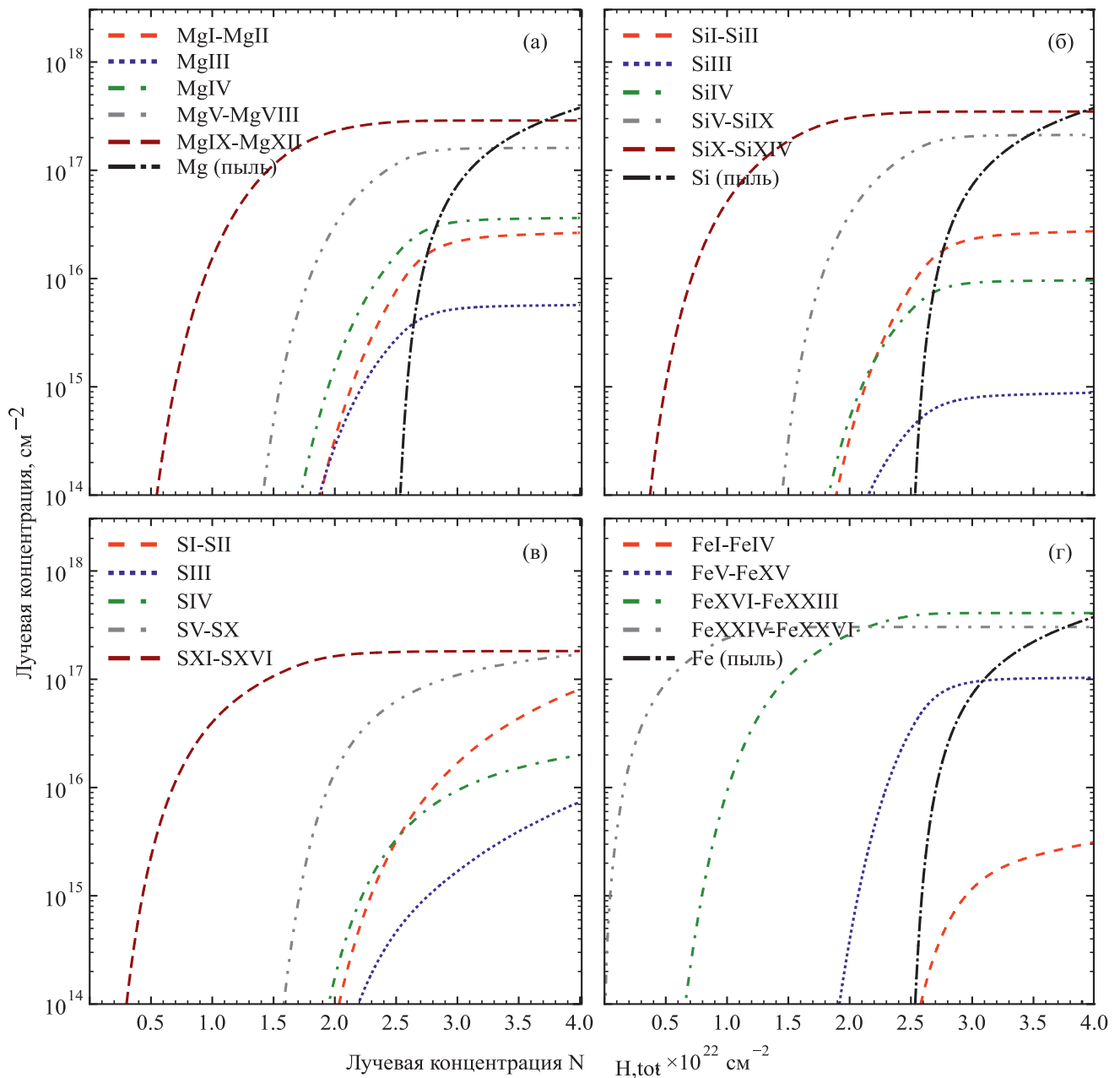


Рис. 7. То же, что на рис. 6, только для ионов Mg, Si, S и Fe.

в оптическом и УФ-диапазонах длин волн ($h\nu < 13.6$ эВ) испытывает слабое поглощение. В рентгеновском диапазоне длин волн поглощение излучения происходит для всех значений $N_{H,tot} > N_0$. При $N_{H,tot} \leq N_d$ и $1 \lesssim h\nu \lesssim 5$ кэВ основной вклад в поглощение излучения вносят ионы металлов (для солнечной металличности). Для больших энергий фотонов основной вклад вносят комптоновское рассеяние на свободных электронах и комптоновская ионизация (однако

оптическая толщина облака мала). Верхний порог полного поглощения излучения в рентгеновской части спектра плавно перемещается в сторону более высоких энергий при увеличении лучевой концентрации водорода $N_{H,tot}$. Ионы металлов находятся в различных ионизационных состояниях, поэтому края полос поглощения, связанные с ионизацией электронных K- и L-оболочек ионов, слабые и практически не заметны на спектре (рис. 8).

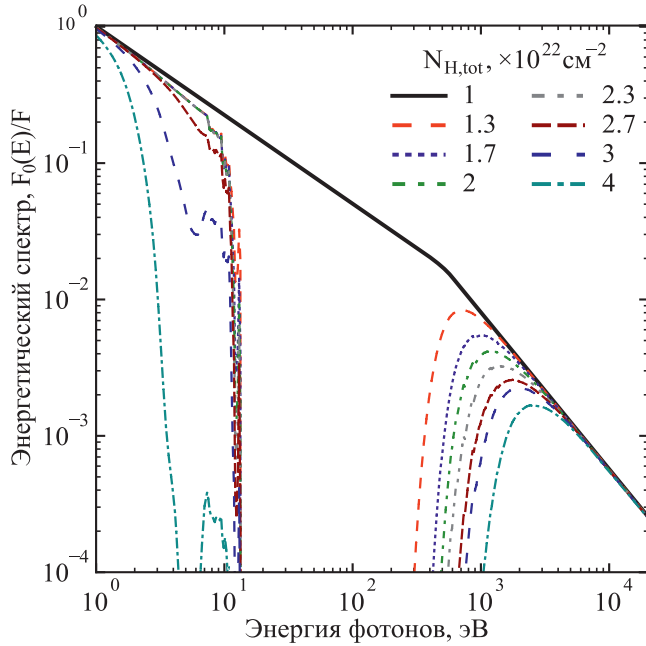


Рис. 8. Энергетический спектр излучения послесвечения гамма-всплеска после прохождения слоя облака, которое имеет лучевую концентрацию ядер водорода $N_{H,tot}$. Спектр нормирован на значение спектра для энергии фотонов $E_0 = 1$ эВ. Показаны результаты расчетов для разных значений $N_{H,tot}$. Результаты расчетов соответствуют моменту времени $t_{max} = 10^5$ с.

ОБСУЖДЕНИЕ

Ионизационная структура облака

Основной вклад в полный флюенс излучения как в УФ, так и в рентгеновском диапазоне длин волн вносит послесвечение гамма-всплеска. Вклад излучения активной фазы гамма-всплеска в полный флюенс излучения в рентгеновском диапазоне длин волн (0.3–10 кэВ) составляет около 20% в нашей модели (это приблизительно соответствует эффективности излучения гамма-всплеска η).

УФ-излучение ($h\nu > 13.6$ эВ) и мягкое рентгеновское излучение эффективно экранируются газопылевым облаком (рис. 8), поэтому излучение в рентгеновском диапазоне длин волн вносит основной вклад в ионизацию молекул H_2 и ионов металлов на расстояниях $R > R_{ion}$. Стандартная модель синхротронного излучения головной ударной волны, которая распространяется во внешней среде с постоянной плотностью, предсказывает следующую зависимость от времени интенсивности послесвечения в рентгеновском диапазоне:

$$F_v \propto t^{-\alpha}, \quad (35)$$

где $\alpha = -3(1-p)/4$ в режиме медленного охлаждения ($v < v_c$), и $\alpha = -(2-3p)/4$ в режиме быстрого охлаждения ($v > v_c$), p — показатель степени в распределении электронов, v_c — характерная частота синхротронного излучения электрона, для которого время потерь на излучение сравнимо с динамическим временем (Гранот, Сари, 2002). В нашей модели $p = 2.3$, и $\alpha \approx 1$ и $\alpha \approx 1.2$ для режимов медленного и быстрого охлаждения. Для времени $t = 10^3$ с частота охлаждения равна $h\nu_c \approx 4$ кэВ (рис. 1). Скорость ионизации газа рентгеновским излучением относительно медленно падает со временем, что указывает на необходимость производить расчеты для больших времен ($t_{max} \gtrsim 10^4$ с). Согласно нашим расчетам, степень ионизации газа на расстоянии 15 пк от источника возрастает с 1.5×10^{-4} до 1.7×10^{-4} за время с 10^4 до 10^5 с (для солнечной металличности). Расстояние от источника гамма-всплеска до ионизационного фронта также увеличивается — увеличение радиуса фронта ионизации равно 0.4 пк (что равно 10%) за время с 10^4 до 10^5 с.

Рост степени ионизации газа прекращается, когда скорость ионизации газа становится сравнима со скоростью рекомбинации ионов. Скорость ионизации газа на расстоянии 15 пк в момент времени 10^5 с составляет порядка 10^{-10} с $^{-1}$. Характерная скорость рекомбинации ионов металлов равна αn_e , где $\alpha \sim 10^{-12} - 10^{-10}$ см 3 с $^{-1}$ для $T_e \approx 10^3$ К (Пекино и др., 1991), а концентрация электронов равна $n_e = 0.2$ см $^{-3}$ на расстоянии 15 пк. Таким образом, для времен и расстояний, рассматриваемых в этой работе, скорости реакций рекомбинации малы.

Поглощение излучения в рентгеновском диапазоне длин волн

Наблюдаемые значения лучевой концентрации N_{Hx} , которая обуславливает поглощение излучения послесвечения гамма-всплеска в рентгеновском диапазоне длин волн, лежат в диапазоне от малых значений до $\approx 10^{23}$ см $^{-2}$, а среднее значение равно около 10^{22} см $^{-2}$ (Кампана и др., 2010, 2012). В модели Уотсона и др. (2013) поглощение излучения послесвечения гамма-всплеска происходит в НП области, где произошел гамма-всплеск. В их модели вклад ионов металлов в поглощение мал вследствие ионизации ионов металлов до высокой степени излучением гамма-всплеска, а поглощение излучения происходит ионами гелия. Уотсон и др. (2013) рассматривают наблюдаемое увеличение среднего отношения N_{Hx}/A_v с красным смещением z как указание на то, что поглощение излучения осуществляется ионами гелия, а не ионами металлов.

В нашей модели поглощение излучения происходит в частично ионизованном молекулярном газе на расстоянии больше радиуса ионизации,

$R > R_{\text{ion}}$. Для $N_{\text{H,tot}} - N_0 = 10^{22} \text{ см}^{-2}$ и энергии фотонов 1 кэВ, вклад ионов металлов, HeI и H_2 в оптическую толщину в нашей модели составляет приблизительно 35%, 35% и 25% соответственно (для солнечной металличности). С увеличением энергии фотонов вклад ионов металлов в поглощение увеличивается, так как включаются процессы фотоионизации внутренних электронных оболочек ионов металлов Si, S, Fe. Для энергий фотонов $h\nu > 5\text{--}10$ кэВ главный вклад в поглощение излучения вносит комптоновская ионизация H_2 и He. Вклад HeII в поглощение излучения мал. Оптическая толщина за счет фотоионизации электронных K-оболочек ионов железа мала и составляет ~ 0.01 (энергии ионизации K-оболочек ионов железа лежат в диапазоне 7–9 кэВ).

В работе Куккьяра и др. (2015) исследовали спектры послесвечений гамма-всплесков, в которых наблюдается демпфированная линия $\text{Ly}\alpha$. Согласно их результатам, металличность газа в родительских галактиках гамма-всплесков составляет в среднем около 10% от солнечного значения металличности для гамма-всплесков на красном смещении $z = 3.5\text{--}6$. Можно ожидать, что с уменьшением металличности вклад HeI и H_2 в поглощение излучения послесвечения в рентгеновской части спектра будет увеличиваться. Согласно нашим расчетам для $[M/H] = -1$, вклад атомов He и молекул H_2 в поглощение излучения является доминирующим: вклад HeI и H_2 в оптическую толщину для энергий фотонов 1 кэВ составляет около 55% и 40% соответственно. Результаты наших расчетов подтвердили предположение Уотсона и др. (2013), что фотоионизация атомов He играет важную роль в поглощении излучения в рентгеновском диапазоне длин волн. В нашей модели поглощение излучения происходит в плотном молекулярном облаке, расположенном в окрестности гамма-всплеска. В работе Сталинга и др. (2013) также показано, что в случае холодного нейтрального газа вклад H/H_2 и HeI в поглощение излучения в рентгеновском диапазоне длин волн существенен даже для солнечной металличности.

Лучевая концентрация атомарного водорода N_{HI} пропорциональна концентрации атомарного водорода в облаке в начальный момент времени, т.е. является модельно-зависимым параметром. В нашей модели $n_{\text{H}} = 0$ при $t = 0$, поэтому N_{HI} мало и не зависит от $N_{\text{H,tot}}$. После прохождения излучения гамма-всплеска через облако атомарный водород находится преимущественно вблизи ионизационного фронта, и $N_{\text{HI}} = 1.5 \times 10^{20} \text{ см}^{-2}$ (рис. 3). Согласно нашим расчетам, лучевая концентрация ионов Mg, Si, Fe в состояниях ионизации I–IV много меньше лучевой концентрации ионов с большим зарядом для всех рассматриваемых значений $N_{\text{H,tot}}$ (рис. 7). Эти результаты соответствуют наблюдательным данным — анализ

переменности профилей абсорбционных линий ионов металлов с малым зарядом указывает на то, что поглощение в линиях этих ионов происходит на больших расстояниях от источника гамма-всплеска (см., например, Вресвийк и др., 2007). Кроме того, согласно расчетам, поглощение оптического излучения на пыли отсутствует в нашей модели для $N_{\text{H,tot}} < N_{\text{d}} \approx 2.7 \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$, где N_{d} — лучевая концентрация водорода, которая соответствует радиусу испарения пыли. Модель предсказывает наличие абсорбционных линий молекулы H_2 в спектре послесвечения гамма-всплеска. Линии молекулы H_2 действительно наблюдаются в спектрах некоторых гамма-всплесков (Болмер и др., 2019).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Построена модель прохождения гамма-всплеска через плотное молекулярное облако, которое расположено вблизи источника всплеска. Плотность облака была выбрана в модели равной $n_{\text{H,tot}} = 10^3 \text{ см}^{-3}$. Интенсивность и длительность излучения гамма-всплеска в УФ-диапазоне длин волн определяет радиус ионизационного фронта и радиус испарения пыли. Размер границы между полностью ионизованным газом и нейтральным газом составляет около 0.05 пк, на этом расстоянии степень ионизации газа падает в ≈ 10 раз.

Ионизация ионов металлов рентгеновским излучением определяет степень ионизации газа в области, где газ преимущественно нейтральный. Ионизация ионов металлов осуществляется через фотоионизацию внутренних электронных оболочек ионов, что сопровождается испусканием Оже-электронов. Это приводит к образованию ионов в высоком ионизационном состоянии. Лучевые концентрации ионов Mg, Si, Fe в состоянии ионизации I–IV много меньше, чем лучевые концентрации ионов в состоянии ионизации V и выше. Лучевая концентрация ионов серы SI–SII становится больше лучевой концентрации ионов серы в более высоких состояниях ионизации только для больших лучевых концентраций водорода в облаке, $N_{\text{H,tot}} > 6 \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$, а лучевая концентрация ионов серы SIII и SIV мала для всех $N_{\text{H,tot}}$. Фотоионизация ионов металлов УФ-излучением происходит только на расстояниях меньше радиуса испарения пыли и для ионов с порогом ионизации меньше 13.6 эВ.

Результаты наших расчетов подтвердили предположение Уотсона и др. (2013), что фотоионизация атомов He играет важную роль в поглощении излучения в рентгеновском диапазоне длин волн. Для низкой металличности, $[M/H] \leq -1$, роль атомов гелия является доминирующей. Численная модель, построенная в этой работе, будет использована в дальнейшем для аппроксимации спектров послесвечения гамма-всплесков в рентгеновском

диапазоне длин волн и интерпретации данных наблюдений абсорбционных линий ионов металлов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 21-12-00250.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Акерлоф и др. (C. Akerlof, R. Balsano, S. Barthelmy, J. Bloch, P. Butterworth, D. Casperson, T. Cline, S. Fletcher, et al.), *Nature* **398**, 400 (1999).
2. Амати (L. Amati), *MNRAS* **372**, 233 (2006).
3. Архипов и др. (D.N. Arkipov, S.A. Astashkevich, A.A. Mityureva, and V.V. Smirnov), *Phys. Lett. A Phys. Lett. A* **382**, 1881 (2018).
4. Бад'ин Д.А., Блинников С.И., Постнов К.А., *Письма в Астрон. журн.* **36**, 723 (2010) [D.A. Bad'in, S.I. Blinnikov, K.A. Postnov, *Astron. Lett.* **36**, 687 (2010)].
5. Барков М.В., Бисноватый-Коган Г.С., *Астрон. журн.* **82**, 29 (2005a) [M.V. Barkov, G.S. Bisnovaty-Kogan, *Astron. Rep.* **49**, 24 (2005a)].
6. Барков М.В., Бисноватый-Коган Г.С., *Астрон. журн.* **82**, 685 (2005b) [M.V. Barkov, G.S. Bisnovaty-Kogan, *Astron. Rep.* **49**, 611 (2005b)].
7. Барниол Дуран (R. Barniol Duran), *MNRAS* **442**, 3147 (2014).
8. вон Басч, Данн (F. von Busch and G.H. Dunn), *Phys. Rev. A* **5**, 1726 (1972).
9. Беньямини и др. (P. Beniamini, L. Nava, and T. Piran), *MNRAS* **461**, 51 (2016).
10. Беньямини, ван дер Хорст (P. Beniamini, and A.J. van der Horst), *MNRAS* **472**, 3161 (2017).
11. Болмер и др. (J. Bolmer, C. Ledoux, P. Wiseman, A. De Cia, J. Selsing, P. Schady, J. Greiner, S. Savaglio, et al.), *Astron. Astrophys.* **623**, A43 (2019).
12. Боссион и др. (D. Bossion, Y. Scribano, F. Lique, and G. Parlant), *MNRAS* **480**, 3718 (2018).
13. Брук и др. (E. Brook, M.F.A. Harrison, and A.C.H. Smith), *J. Phys. B: Atom. Molec. Phys.* **11**, 3115 (1978).
14. Бэнд и др. (D. Band, J. Matteson, L. Ford, B. Schaefer, D. Palmer, B. Teegarden, T. Cline, M. Briggs, et al.), *Astrophys. J.* **413**, 281 (1993).
15. Ваксман, Дрейн (E. Waxman and B.T. Draine), *Astrophys. J.* **537**, 796 (2000).
16. Ван и др. (Y. Wan, B.H. Yang, P.C. Stancil, N. Balakrishnan, N.J. Parekh, and R.C. Forrey), *Astrophys. J.* **862**, 132 (2018).
17. Вейнгартнер, Дрейн (J.C. Weingartner and B.T. Draine), *Astrophys. J.* **548**, 296 (2001).
18. Вернер, Яковлев (D.A. Verner and D.G. Yakovlev), *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **109**, 125 (1995).
19. Вернер и др. (D.A. Verner, G.J. Ferland, K.T. Korista, and D.G. Yakovlev), *Astrophys. J.* **465**, 487 (1996).
20. Волниевич и др. (L. Wolniewicz, I. Simbotin, and A. Dalgarno), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **115**, 293 (1998).
21. Вресвийк и др. (P.M. Vreeswijk, C. Ledoux, A. Smette, S.L. Ellison, A.O. Jaunsen, M.I. Andersen, A.S. Fruchter, J.P.U. Fynbo, et al.), *Astron. Astrophys.* **468**, 83 (2007).
22. Гарднер и др. (D.J. Gardner, D.R. Reynolds, C.S. Woodward, and C.J. Balos), *ACM Transactions on Mathematical Software* **48**, 31 (2022).
23. Голдштейн и др. (A. Goldstein, V. Connaughton, M.S. Briggs, and E. Burns), *Astrophys. J.* **818**, 18 (2016).
24. Гранот, Сари (J. Granot and R. Sari), *Astrophys. J.* **568**, 820 (2002).
25. Гухатхакурта, Дрейн (P. Guhathakurta and B.T. Draine), *Astrophys. J.* **345**, 230 (1989).
26. Гэй и др. (C.D. Gay, N.P. Abel, R.L. Porter, P.C. Stancil, G.J. Ferland, G. Shaw, P.A.M. van Hoof, and R.J.R. Williams), *Astrophys. J.* **746**, 78 (2012).
27. Дрейн, Бертольди (B.T. Draine, and F. Bertoldi), *Astrophys. J.* **468**, 269 (1996).
28. Дрейн, Ли (B.T. Draine and A. Li), *Astrophys. J.* **551**, 807 (2001).
29. Дрейн, Хао (B.T. Draine and L. Hao), *Astrophys. J.* **69**, 780 (2002).
30. Дрейн (B.T. Draine), *Astrophys. J.* **598**, 1026 (2003).
31. Дрейн (B.T. Draine), *Physics of the Interstellar and Intergalactic Medium* (Princeton: Princeton Univer. Press, 2011).
32. Жанг и др. (B. Zhang, E. Liang, K.L. Page, D. Grupe, B.-B. Zhang, S.D. Barthelmy, D.N. Burrows, S. Campana, et al.), *Astrophys. J.* **655**, 989 (2007).
33. Каастра, Меве (J.S. Kaastra and R. Mewe), *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **97**, 443 (1993).
34. Кампана и др. (S. Campana, C.C. Thöne, A. de Ugarte Postigo, G. Tagliaferri, A. Moretti, and S. Covino), *MNRAS* **402**, 2429 (2010).
35. Кампана и др. (S. Campana, R. Salvaterra, A. Melandri, S.D. Vergani, S. Covino, P. D'Avanzo, D. Fugazza, G. Ghisellini, et al.), *MNRAS* **421**, 1697 (2012).
36. Канеко и др. (Y. Kaneko, R.D. Preece, M.S. Briggs, W.S. Paciesas, C.A. Meegan, and D.L. Band), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **166**, 298 (2006).
37. Краутер (P. Crowther), *Astron. Geophys.* **53**, 4.30 (2012).
38. Кронгольд, Прочаска (Y. Krongold and J.X. Prochaska), *Astrophys. J.* **774**, 115 (2013).

39. Куккьяра и др. (A. Cucchiara, A.J. Levan, D.B. Fox, N.R. Tanvir, T.N. Ukwatta, E. Berger, T. Krühler, A.K. Yoldas, et al.), *Astrophys. J.* **736**, 7 (2011).
40. Куккьяра и др. (A. Cucchiara, M. Fumagalli, M. Rafelski, D. Kocevski, J.X. Prochaska, R.J. Cooke, and G.D. Becker), *Astrophys. J.* **804**, 51 (2015).
41. Кумар, Жанг (P. Kumar and B. Zhang), *Phys. Rep.* **561** 1 (2015).
42. Курран и др. (P.A. Curran, P.A. Evans, M. de Pasquale, M.J. Page, and A.J. van der Horst), *Astrophys. J.* **716**, L135 (2010).
43. Лаззати и др. (D. Lazzati, R. Perna, and G. Ghisellini), *MNRAS* **325**, L19 (2001).
44. Лаззати, Перна (D. Lazzati and R. Perna), *MNRAS* **330**, 383 (2002).
45. Лаззати, Перна (D. Lazzati and R. Perna), *MNRAS* **340**, 694 (2003).
46. Лаор, Дрейн (A. Laor and B.T. Draine), *Astrophys. J.* **402**, 441 (1993).
47. Лоддерс (K. Lodders), *Space Sci. Rev.* **217**, 44 (2021).
48. Нава и др. (L. Nava, G. Ghirlanda, G. Ghisellini, and A. Celotti), *Astron. Astrophys.* **530**, A21 (2011).
49. Нава и др. (L. Nava, R. Salvaterra, G. Ghirlanda, G. Ghisellini, S. Campana, S. Covino, G. Cusumano, P. D'Avanzo, et al.), *MNRAS* **421**, 1256 (2012).
50. Нава и др. (L. Nava, G. Vianello, N. Omodei, G. Ghisellini, G. Ghirlanda, A. Celotti, F. Longo, R. Desiante, et al.), *MNRAS* **443**, 3578 (2014).
51. Накар, Пира́н (E. Nakar and T. Piran), *MNRAS* **353**, 647 (2004).
52. Накар, Пира́н (E. Nakar and T. Piran), *Astrophys. J.* **619**, L147 (2005).
53. Оганесян и др. (G. Oganessian, S. Karpov, O.S. Salafia, M. Jelínek, G. Beskin, S. Ronchini, B. Banerjee, M. Branchesi, et al.), *Nature Astron.* **7**, 843 (2023).
54. Остерброк, Ферланд (D.E. Osterbrock and G.J. Ferland), *Astrophysics of gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei* (Sausalito: Univer. Sci. Books, 2006).
55. Панаитеску, Кумар (A. Panaitescu and P. Kumar), *Astrophys. J.* **571**, 779 (2002).
56. Пекино и др. (D. Péquignot, P. Petitjean, and C. Boisson), *Astron. Astrophys.* **251**, 680 (1991).
57. Перна, Лоеб (R. Perna and A. Loeb), *Astrophys. J.* **501**, 467 (1998).
58. Перна и др. (R. Perna, J. Raymond, and A. Loeb), *Astrophys. J.* **533**, 658 (2000).
59. Перна, Лаззати (R. Perna and D. Lazzati), *Astrophys. J.* **580**, 261 (2002).
60. Перна и др. (R. Perna, D. Lazzati, and F. Fiore), *Astrophys. J.* **585**, 775 (2003).
61. Петросян, Даинотти (V. Petrosian and M.G. Dainotti), *Astrophys. J.* **963**, L12 (2024).
62. Позаненко А.С., Барков М.В., Минаев П.Ю., Вольнова А.А., **47**, 823 (2021) [A.S. Pozanenko, M.V. Barkov, P.Yu. Minaev, A.A. Volnova, *Astron. Lett.* **47**, 791 (2021)].
63. Прочаска и др. (J.X. Prochaska, H.-W. Chen, M. Dessauges-Zavadsky, and J.S. Bloom), *Astrophys. J.* **666**, 267 (2007).
64. Прочаска и др. (J.X. Prochaska, M. Dessauges-Zavadsky, E. Ramirez-Ruiz, and H.-W. Chen), *Astrophys. J.* **685**, 344 (2008).
65. Райан и др. (G. Ryan, H. van Eerten, A. MacFadyen, and B.-B. Zhang) *Astrophys. J.* **799**, 3 (2015).
66. Райан и др. (G. Ryan, H. van Eerten, L. Piro, and E. Troja), *Astrophys. J.* **896**, 166 (2020).
67. Растинежад и др. (J.C. Rastinejad, B.P. Gompertz, A.J. Levan, W. Fong, M. Nicholl, G.P. Lamb, D.B. Malesani, A.E. Nugent, et al.), *Nature* **612**, 223 (2022).
68. Рахин, Бехар (R. Rahin and E. Behar), *Astrophys. J.* **885**, 47 (2019).
69. Роджерс, Вильямс (C.D. Rodgers and A.P. Williams), *J. of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* **14**, 319 (1974).
70. Сантана и др. (R. Santana, R. Barniol Duran, and P. Kumar), *Astrophys. J.* **785**, 29 (2014).
71. Сари, Пира́н (R. Sari and T. Piran), *Astrophys. J.* **520**, 641 (1999).
72. Сталинг и др. (R.L.C. Starling, R. Willingale, N.R. Tanvir, A.E. Scott, K. Wiersema, P.T. O'Brien, A.J. Levan, and G.C. Stewart), *MNRAS* **431**, 3159 (2013).
73. Танвир и др. (N.R. Tanvir, J.P.U. Fynbo, A. de Ugarte Postigo, J. Japelj, K. Wiersema, D. Malesani, D.A. Perley, A.J. Levan, et al.), *MNRAS* **483**, 5380 (2019).
74. Тон и др. (C.C. Thöne, J.P.U. Fynbo, P. Goldoni, A. de Ugarte Postigo, S. Campana, S.D. Vergani, S. Covino, T. Krühler, et al.), *MNRAS* **428**, 3590 (2013).
75. Уотсон и др. (D. Watson, J. Hjorth, J.P.U. Fynbo, P. Jakobsson, S. Foley, J. Sollerman, and R.A.M.J. Wijers), *Astrophys. J.* **660**, L101 (2007).
76. Уотсон и др. (D. Watson, T. Zafar, A.C. Andersen, J.P.U. Fynbo, J. Gorosabel, J. Hjorth, P. Jakobsson, T. Krühler, et al.), *Astrophys. J.* **768**, 23 (2013).
77. Ферланд и др. (G.J. Ferland, M. Chatzikos, F. Guzmán, M.L. Lykins, P.A.M. van Hoof, R.J.R. Williams, N.P. Abel, N.R. Badnell, et al.), *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica* **53**, 385 (2017).
78. Финбо и др. (J.P.U. Fynbo, P. Jakobsson, J.X. Prochaska, D. Malesani, C. Ledoux, A. de Ugarte Postigo, M. Nardini, P.M. Vreeswijk, et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **185**, 526 (2009).

79. Фокс и др. (A.J. Fox, C. Ledoux, P.M. Vreeswijk, A. Smette, and A.O. Jaunsen), *Astron. Astrophys.* **491**, 189 (2008).
80. Хаббелл и др. (J.H. Hubbell, Wm.J. Veigele, E.A. Briggs, R.T. Brown, D.T. Cromer, and R.J. Howerton), *J. of Physical and Chemical Reference Data* **4**, 471 (1975).
81. Хейнтц и др. (K.E. Heintz, D. Watson, P. Jakobsson, J.P.U. Fynbo, J. Bolmer, M. Arabsalmani, Z. Cano, S. Covino, et al.), *MNRAS* **479**, 3456 (2018).
82. Хиндмарш и др. (A.C. Hindmarsh, P.N. Brown, K.E. Grant, S.L. Lee, R. Serban, D.E. Shumaker, and C.S. Woodward), *ACM Transactions on Mathematical Software* **31**, 363 (2005).
83. Цветкова и др. (A. Tsvetkova, D. Frederiks, D. Svinkin, R. Aptekar, T.L. Cline, S. Golenetskii, K. Hurley, A. Lysenko, et al.), *Astrophys. J.* **908** 83 (2021).
84. Чанг и др. (Y.M. Chung, E.-M. Lee, T. Masuoka, and J.A.R. Samson), *J. of Chemical Phys.* **99**, 885 (1993).
85. Шади и др. (P. Schady, S. Savaglio, T. Krühler, J. Greiner, and A. Rau), *Astron. Astrophys.* **525**, A113 (2011).
86. Шади (P. Schady), *Royal Soc. Open Sci.* **4**, 170304 (2017).
87. Шоу и др. (G. Shaw, G.J. Ferland, N.P. Abel, P.C. Stancil, and P.A.M. van Hoof), *Astrophys. J.* **624**, 794 (2005).
88. Ян и др. (M. Yan, H.R. Sadeghpour, and A. Dalgarno), *Astrophys. J.* **496**, 1044 (1998).
89. Ян и др. (M. Yan, H.R. Sadeghpour, and A. Dalgarno), *Astrophys. J.* **559**, 1194 (2001).