

Том 50, Номер 3

ISSN 0320-0108
Март 2024

ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Астрономия и космическая астрофизика



НАУКА
— 1727 —

СОДЕРЖАНИЕ

Том 50, номер 3, 2024

Повышение яркости космического фонового радиоизлучения в направлении скопления галактик <i>С. А. Гребенев, Р. А. Сюняев</i>	183
Аннигиляция позитронов из джетов АЯГ как возможный источник космического гамма-фона на энергиях до 511 кэВ <i>Б. А. Низамов, М. С. Пиирков</i>	208
Происхождение широкой эмиссии $\text{He II } 4686 \text{ \AA}$ в ранних спектрах SN IIP <i>Н. Н. Чугай В. П. Утробин</i>	216
Облачная аккреция как возможная причина продолжительных затмений звезд типа UX Ori <i>В. П. Гринин, Т. В. Демидова</i>	223
Наблюдение гелиосейсмически активной солнечной вспышки с малым потоком жесткого рентгеновского излучения до 50 кэВ <i>И. Н. Шарыкин, И. В. Зимовец, А. Г. Косовичев, И. И. Мышьяков</i>	233

ПОВЫШЕНИЕ ЯРКОСТИ КОСМИЧЕСКОГО ФОНОВОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ В НАПРАВЛЕНИИ НА СКОПЛЕНИЯ ГАЛАКТИК

© 2024 г. С. А. Гребенев^{1,*}, Р. А. Сюняев^{1,2}

¹Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

²Институт астрофизики Общества им. Макса Планка, Гархинг, Германия

Поступила в редакцию 15.12.2022 г.

После доработки 18.04.2023 г.; принята к публикации 02.06.2023 г.

Исследована возможность регистрации в направлении скоплений галактик избытка космического фонового радиоизлучения из-за его комптоновского рассеяния на электронах горячего межгалактического газа. При картографировании флуктуаций фона на частотах ниже $\lesssim 800$ МГц этот эффект ведет к появлению на месте скопления радиоисточника. На более высоких частотах, где в космическом фоне доминирует микроволновое (реликтовое) излучение, на месте скопления наблюдается “отрицательный” источник (“тень” на карте флуктуаций фона), что связано с переносом при рассеянии части реликтовых фотонов вверх по оси частот (в область $\nu \gtrsim 217$ ГГц, Сюняев, Зельдович, 1970, 1972). В работе рассчитаны спектры ожидаемых искажений фонового радиоизлучения для разных параметров скоплений, показано, что во многих случаях в широком диапазоне частот $30 \text{ МГц} \lesssim \nu \lesssim 3 \text{ ГГц}$ измерению искажений будет препятствовать собственное тепловое (тормозное) излучение межгалактического газа, а также рассеянное радиоизлучение галактик скоплений, связанное с их былой активностью, включая синхротронное излучение выброшенных релятивистских электронов. Ниже ~ 20 МГц эффект рассеяния всегда преобладает над тепловым излучением газа из-за общего роста интенсивности космического радиодна, однако высокочастотные измерения на таких частотах становятся сложными. Ниже ~ 5 МГц эффект подавляется индуцированным рассеянием. В работе найдены диапазоны частот, оптимальные для поиска и измерения комптоновского избытка фонового радиоизлучения. Показано, что наиболее перспективны для его наблюдения горячие ($kT_e \gtrsim 8$ кэВ) скопления, находящиеся на больших ($z \gtrsim 0.5$) красных смещениях. Из-за сильной концентрации тормозного излучения к центру скопления периферийные наблюдения комптоновского избытка должны быть предпочтительнее центральных. Более того, благодаря тепловому излучению газа и его концентрации к центру, отмеченный выше переход от “отрицательного” источника на карте флуктуаций фона к “положительному” при движении вниз по оси частот должен происходить не плавно, а через стадию “гибридного источника” – появления яркого пятна, окруженного темным кольцом. Такой вид источника в проекции объясняется его необычной трехмерной формой в виде узкого пика тормозного радиоизлучения, поднимающегося из центра широкой глубокой ямы, связанной с комптоновским рассеянием реликтового излучения. Рассеянное излучение активной в прошлом центральной галактики скопления может усилить эффект. Аналогичный “гибридный источник” появляется на карте флуктуаций фона и вблизи частоты 217.5 ГГц – при переходе от дефицита реликтового излучения к избытку (за счет фотонов, испытавших рассеяние). Необычная форма источника при этом вновь связана с тепловым излучением газа. Одновременные измерения потока тормозного радиоизлучения газа и амплитуды искажений из-за рассеяния фонового радио- и реликтового излучения позволят определять важнейшие параметры скопления.

Ключевые слова: космическое фоновое радио- и реликтовое излучение, скопления галактик, горячий межгалактический газ, комптоновское рассеяние, доплер-эффект, тормозное и синхротронное излучение.

DOI: 10.31857/S0320010824030013, EDN: NSGEBQ

ВВЕДЕНИЕ

Эффект понижения яркости микроволнового фонового излучения в направлении на скопления галактик (Сюняев, Зельдович, 1970, 1972, 1980, 1981; Зельдович, Сюняев, 1982) широко

используется для исследования свойств скоплений и других объектов ранней Вселенной и их эволюции. Понижение яркости связано с недостатком фотонов реликтового излучения относительно планковского спектра на частотах меньших $\nu_0 \approx 217$ ГГц из-за их смещения вверх по оси частот при комптоновском рассеянии на электронах горячего ($kT_e \sim 3\text{--}15$ кэВ) межгалактического

* Электронный адрес: grebenev@iki.rssi.ru

газа скопления. Здесь $h\nu_0 \approx 3.83 kT_m$, где $T_m = 2.7255$ К — современное значение температуры реликтового излучения. На карте микроволнового фона в направлении на скопление появляется “тень” (“отрицательный” источник). На частотах $\nu \gtrsim \nu_0$ образуется избыток фотонов, и на карте фона вспыхивает “положительный” источник. Действие эффекта определяется оптической толщиной газа в скоплении по рассеянию на электронах $\tau_T = h\nu_0 = \sigma_T \int N_e(l) dl$, т.е. пропорционально плотности газа вдоль луча зрения, а не квадрату плотности (подобно яркости теплового излучения газа). Здесь σ_T — сечение томсоновского рассеяния, $N_e(l)$ — плотность электронов. Амплитуда эффекта (падение спектральной плотности потока) не уменьшается с расстоянием до скопления (его красным смещением z), не зависит от z и форма спектра искажений фона. Благодаря этим свойствам эффект широко используется для определения параметров известных скоплений и для поиска новых скоплений.

Наблюдения эффекта успешно велись специально построенными телескопами SPT (*Телескоп на Южном полюсе*, Карлстром и др., 2002; Вилльямсон и др., 2011; Блим и др., 2015, 2020) и АСТ (*Космологический телескоп в Атакаме*, Хазелфилд и др., 2013; Хилтон и др., 2021), рядом других телескопов (Биркиншоу, 1999); огромный вклад в исследование эффекта внес спутник PLANCK (Коллаборация PLANCK, 2014, 2015, 2016). Еще несколько специализированных приборов и телескопов должны в ближайшее время включиться в масштабные исследования эффекта (см. обзор Мрочковского и др., 2019).

Выборки скоплений галактик, обнаруженных благодаря эффекту, оказываются гораздо более представительными на больших ($z \gtrsim 0.5$) красных смещениях, чем выборки скоплений, найденных по рентгеновским данным. Поэтому зависимости числа скоплений от их массы йот z , полученные по таким выборкам, эффективно используются для получения ограничений на параметры космологических моделей Вселенной (например, де Хаан и др., 2016).

Широко обсуждается возможность наблюдения подобного эффекта в других диапазонах длин волн. Так, Гребенев, Сюняев (2019) рассчитали искажения, появляющиеся в спектре космического рентгеновского и мягкого гамма-фона при его комптоновском рассеянии и фотопоглощении в горячем газе скоплений галактик. Сабир и др. (2022) исследовали искажения, возникающие при обратном комптоновском рассеянии в спектре инфракрасного космического фона. Курей (2006) рассмотрел искажения, возникающие при рассеянии на электронах в профиле линии 21 см фонового радиоизлучения. Совсем недавно Холдер, Хлуба (2021) и Ли и др. (2022) рассмотрели аналогичные

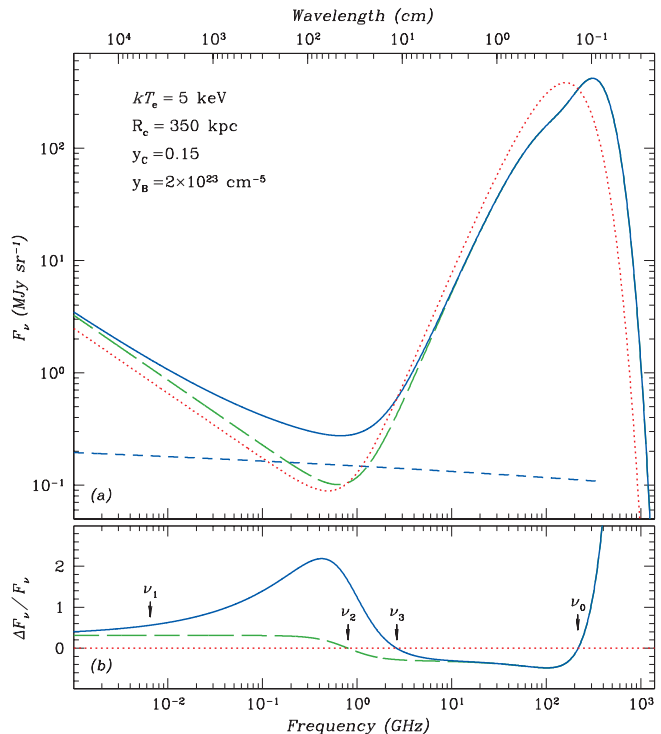


Рис. 1. (a) Спектр фонового радио- и микроволнового излучения (красная пунктирная кривая) и соответствующий искаженный спектр из-за рассеяния на электронах горячего газа скопления галактик (зеленые длинные штрихи), а также вклада тормозного излучения этого газа (синяя сплошная линия, спектр самого тормозного излучения показан штриховой прямой линией). Демонстрационный расчет для гипотетического скопления с однородным распределением плотности, радиусом $R_c = 350$ кпк, температурой $kT_e = 5$ кэВ и комптоновским $y_c = 0.15$ и тормозным $y_b = 2 \times 10^{23} \text{ см}^{-5}$ параметрами, в действительности и определяющими амплитуды искажений (y реальных скоплений y_c и y_b имеют на три порядка меньшие значения). (b) Относительные искажения спектра фонового излучения в направлении на это скопление (сплошная синяя кривая учитывает тормозное излучение газа). Указаны частоты $\nu_2 \approx 802$ МГц (равенства по абсолютной величине комптоновских искажений радио и микроволнового фона), ν_1 и ν_3 (равенства потока тормозного излучения и комптоновского избытка в спектре радиофона, либо комптоновского провала в спектре реликтового излучения) и $\nu_0 = 217$ ГГц (перехода от недостатка фотонов к избытку в этом спектре).

искажения уже в самом непрерывном спектре радиофона.

Космическое фоновое радиоизлучение доминирует над реликтовым на частотах ниже ~ 1 ГГц. Оно было открыто в балонном эксперименте ARCADE 2 (Фиксен и др., 2011) в ходе высокоточных измерений и вначале обсуждалось как загадочный “ARCADE excess”. Измерения ARCADE 2 были дополнены радарными наблюдениями на низких 22 и 45 МГц частотах (Маеда и др., 1999; Роджер и др., 1999), обзором

неба LLFSS на частотах 40–80 МГц (Давел, Тайлор, 2018) и обзорами на 408 МГц (Ремазейл и др., 2015) и 1.4 ГГц (Райх и др., 2001). Было показано, что в широком интервале длин волн радиофон имеет степенной синхротронный спектр со спектральным индексом $\alpha \approx 0.58 \pm 0.05$. Природа фона до сих пор неизвестна; с радиогалактиками, активными ядрами галактик и другими слабыми компактными источниками удается связать не более 25% фонового излучения (Сейферт и др., 2011; Канден и др., 2012; Хардкастл и др., 2021). Другие обсуждаемые причины его существования также не выглядят убедительными (см. Сингал и др., 2023). В любом случае, как и положено фону, это радиоизлучение характеризуется высокой степенью изотропии и однородности.

Оценки Холдера, Хлубы (2021) продемонстрировали, что комптоновское рассеяние фонового радиоизлучения на электронах горячего газа скопления повышает его яркость на всех частотах (изменение яркостной температуры ΔT достигает ~ 1 мК). Вблизи частоты $\nu_2 \approx 802$ МГц это повышение полностью компенсирует упомянутое выше понижение яркости микроволнового фонового излучения. Т.е. на частотах $\nu \lesssim \nu_2$ на карте фона в направлении на скопление вместо “тени” вновь появляется “источник”.

На рис. 1а искаженный в газе скопления спектр фонового излучения, рассчитанный согласно Холдеру, Хлубе (2021), показан длинными зелеными штрихами. Неискаженный спектр (сумма космического радио и микроволнового фона) обозначен пунктирной красной линией. Комптоновский параметр скопления, определяющий амплитуду искажения спектра, здесь сильно завышен, $y_c = \sigma_T \int N_e(l) (kT_e / m_e c^2) dl = 0.15$, но в целом рисунок правильно передает действие комптоновского рассеяния на спектр фона. В типичных скоплениях галактик параметр y_c имеет намного меньшее значение, например, в скоплении с температурой электронов $kT_e = 5$ кэВ и оптической толщей газа по центру облака $\tau_r = 0.01$ он равен $y_c = 1 \times 10^{-4}$.

В настоящей работе показано, что эффект, предсказанный Холдерой, Хлубой (2021) и более строго рассчитанный Ли и др. (2021), в большинстве скоплений наблюдать не удастся. В дециметровом, метровом и декаметровом диапазонах длин волн (частоты $\nu \lesssim 5$ ГГц) собственное тормозное излучение горячего межгалактического газа в таких скоплениях заметно превышает по потоку и полностью подавляет комптоновские искажения радио- и микроволнового фона. Это иллюстрирует рис. 1а, на котором спектр фона (зеленые длинные штрихи) с учетом тормозного излучения (синие короткие штрихи) показан сплошной синей линией. Видно, что собственное излучение газа доминирует в общем спектре радиоизлучения, регистрируемого в направлении на скопление, и лишь на частотах меньше $\nu_1 \approx 10$ МГц его поток сравнивается с

комптоновскими искажениями радиофона (из-за общего увеличения яркости фона).

Еще лучше это видно на рис. 1б, на котором приведены относительные искажения фонового излучения в направлении на это скопление (с учетом и без учета вклада тормозного излучения межгалактического газа). Отметим, что в демонстрационных целях мера эмиссии газа в направлении центра этого гипотетического скопления была сильно завышена, $y_B = \sum_Z \int Z^2 N_Z(l) N_e(l) dl = 2 \times 10^{23} \text{ см}^{-5}$ (суммирование идет по ионам плазмы, Z — заряд ядра иона). В действительности она обычно на 2–3 порядка меньше (для упомянутого скопления с $\tau_T = 0.01 y_B = 1.2 \times 10^{20} \text{ см}^{-5}$). Далее в статье будут рассчитаны точные значения упомянутой выше частоты ν_1 и частоты ν_3 , на которой поток тормозного излучения газа полностью компенсирует комптоновское понижение яркости реликтового излучения, для реалистичных значений параметров скоплений.

С учетом малости (в тысячу раз меньше принятых значений) параметров y_c и y_B в типичных скоплениях галактик рис. 1б подразумевает, что рассмотренные в статье искажения спектра фонового радио (и сантиметрового реликтового) излучения малы по абсолютной величине (составляют доли процента от уровня самого фона) и находятся на пределе чувствительности современных телескопов. Тем не менее быстрое развитие радиоастрономии, связанное с введением в строй новых радиотелескопов и радиоинтерферометров, таких как GMRT (Вентури и др., 2008), LOFAR (ван Хаарлем и др., 2013), MeerKAT (Джонас и др., 2016), ALMA/ACA (Ди Масколо, 2020), ASKAP (Хотан и др., 2021), SKA (Бэкон и др., 2020), CHIME (Амири и др., 2021), Tianlei DPA (Бу и др., 2021), обещает в ближайшее время заметное повышение точности и чувствительности радиоизмерений и обеспечение способности картографирования неба на разных частотах с высоким угловым разрешением. Это гарантирует возможность измерения тонких эффектов, обсуждаемых в статье.

СПЕКТР ФОНА И ЕГО ИСКАЖЕНИЯ

Напомним основные физические процессы, приводящие к искажениям спектра фонового излучения при его взаимодействии с горячим межгалактическим газом скопления.

Комптоновское рассеяние. Взаимодействие фонового излучения с высокотемпературными электронами в газе скоплений галактик будем рассматривать путем решения уравнения Компанейца (1956), описывающего перераспределение фотонов по частотам в диффузионном приближении. Ранее таким путем были получены оценки искажений в спектре реликтового излучения, возникающих в скоплениях (Сюняев, Зельдович, 1980; Зельдович, Сюняев, 1982). Возможность применения этого уравнения в случае оптически тонкого

газа, характерного для скоплений, была проверена и подтверждена Сюняевым (1980).

Уравнение Компанейца имеет вид

$$\frac{\partial F_v}{\partial \tau_T} = \frac{h\nu}{m_e c^2} \frac{\partial}{\partial \nu} \left[\nu^4 \left(\frac{F_v}{\nu^3} + \frac{c^2}{2h} \frac{F_v^2}{\nu^6} + \frac{kT_e}{h} \frac{\partial F_v}{\partial \nu} \frac{1}{\nu^3} \right) \right], \quad (1)$$

где F_v – спектральная интенсивность фонового излучения. Нелинейный член $\sim F_v^2$ в правой части уравнения учитывает индуцированное рассеяние, первый член $\sim F_v$ отвечает за эффект отдачи, он в $\sim kT_e/h\nu \sim 10^{10}$ раз меньше последнего (доплеровского) члена.

Искажения спектра реликтового излучения. Пренебрегая первыми двумя членами, подставим в уравнение (1) планковский спектр микроволнового фонового излучения,

$$B_v = 2h\nu^3/c^2 [\exp(h\nu/kT_m) - 1]^{-1}.$$

Получаем хорошо известный спектр искажений интенсивности реликтового излучения в направлении на центр скопления

$$\frac{\Delta B_v}{B_v} = y_C \frac{xe^x}{e^x - 1} \left[x \left(\frac{e^x + 1}{e^x - 1} \right) - 4 \right]. \quad (2)$$

Здесь $x = h\nu / kT_m$, а $y_C = \tau_T (kT_e/m_e c^2)$ – введенный ранее комптоновский параметр, определяющий амплитуду искажений. В пределе $x \ll 1$ ($\nu \ll 57$ ГГц) относительные искажения планковского спектра отрицательны и не зависят от частоты $\Delta B_v/B_v \approx -2y_C$.

Искажения спектра радиоизлучения. Согласно Фиксену и др. (2011) и Давелу, Тайлору (2018), интенсивность фонового радиоизлучения в нашу ($z = 0$) эпоху зависит от частоты степенным образом, в терминах яркостной температуры

$$T_R(\nu) = T_* (\nu/\nu_*)^{-2.58 \pm 0.05} \text{ К}, \quad (3)$$

где $\nu_* = 310$ МГц, $T_* = (30.4 \pm 2.1)$ К. Подставляя в правую часть уравнения интенсивность излучения в виде $F_R(\nu) = F_* \nu^{-\alpha}$, где $\alpha = 0.58 \pm 0.05$, находим спектр его относительных искажений

$$\Delta F_R/F_R = y_C \alpha (3 + \alpha) \approx 2.08 y_C. \quad (4)$$

Таким образом, относительная амплитуда эффекта для фонового радиоизлучения вновь пропорциональна комптоновскому параметру y_C , но при этом всегда положительна и не зависит от частоты ν (Холдер, Хлуба, 2021).

Искажения фоновых потоков микроволнового ΔB_v и радиоизлучения ΔF_R сравниваются по абсолютной величине (компенсируют друг друга) на

частоте $\nu_2 = \nu_* [0.5(3 + \alpha)\alpha T_*/T_m]^{1/(\alpha+2)} \approx 802 \pm \pm 38$ МГц, которая не зависит от параметров газа в скоплении (Холдер, Хлуба, 2021).

Искажения из-за индуцированного рассеяния. Интенсивность радиофона на частотах $\nu \lesssim 2.5$ ГГц соответствует числу заполнения $n_\nu(\nu) = F_R(\nu)c^2 / 2h\nu\nu^3 \approx 2045(\nu_*/\nu)^{(3+\alpha)} \gtrsim 1$, а значит априори пренебрегать в уравнении (1) членом, отвечающим за индуцированное комптоновское рассеяние, нельзя. Сохраняя этот член и вновь подставляя в правую часть уравнения интенсивность излучения в виде $F_R(\nu) = F_* \nu^{-\alpha}$, получаем

$$\Delta F_R/F_R = y_C \alpha (3 + \alpha) - \tau_T (1 + \alpha) / m_e F_* \nu^{-(2+\alpha)} \quad (5)$$

Вклад индуцированного комптоновского рассеяния имеет отрицательный знак. Это естественно, т.к. оно приводит к уходу низкочастотных фотонов вниз по оси частот (Сюняев, 1970). По абсолютной величине этот вклад сравнивается с доплеровским членом при $\nu_4 \approx 1.3 (kT_e/5 \text{ кэВ})^{-0.39}$ МГц, на более низких частотах яркость радиофона оказывается вновь пониженной.

Тормозное излучение межгалактического газа. Поверхностная яркость тормозного излучения изотермического горячего газа в скоплении галактик в направлении на его центр равна (Ленг, 1978)

$$F_B(\nu) = A \frac{\sum_Z (Z^2 N_Z) N_e dl}{T_e^{1/2}} g(\nu, T_e) \exp\left(-\frac{h\nu}{kT_e}\right), \quad (6)$$

где постоянная

$$A = \frac{8}{3} \left(\frac{2\pi}{3} \right)^{1/2} \frac{e^6 k^{-1/2}}{(m_e c^2)^{3/2}} \approx 5.4 \times 10^{-39} \frac{\text{эрг см}^3 \text{К}^{1/2}}{\text{с Гц ср}},$$

а фактор Гаунта

$$g(\nu, T_e) = \frac{\sqrt{3}}{\pi} \ln \Lambda, \text{ где } \Lambda = \frac{4kT_e}{\gamma h\nu} \approx 4.7 \times 10^{10} \left(\frac{T_e}{\nu} \right)$$

($\gamma = 1.781$, T_e выражено в К, ν – в Гц). Используя введенный ранее тормозной параметр газа в скоплении (меру эмиссии газа вдоль луча зрения) y_B , выражение (6) можно представить в виде

$$F_B(\nu) = y_B A T_e^{-1/2} g(\nu, T_e) \exp(-h\nu/kT_e). \quad (7)$$

Сопоставляя уравнения (7) и (4), можно найти частоту ν_1 , на которой искажения фонового радиоизлучения ΔF_R и вклад тормозного излучения F_B сравниваются друг с другом. Аналогично, сопоставляя уравнения (7) и (2), можно найти частоту ν_3 , на которой искажения микроволнового

фоновое излучение ΔB_ν в пределе $\nu \ll 57$ ГГц по абсолютной величине сравниваются с вкладом тормозного излучения F_B (Они компенсируют друг друга). В отличие от частоты ν_2 эти частоты не являются универсальными и зависят определенным образом от температуры и плотности межгалактического газа.

Тормозное поглощение межгалактическим газом. Тормозные процессы приводят также к поглощению фонового радиоизлучения на низких частотах. Оптическая толща по этому процессу по центру скопления равна (Ленг, 1978)

$$\tau_B(\nu) = \frac{F_B(\nu) c^2}{2kT_e \nu^2} = y_B \frac{Ac^2}{2k\nu^2} g(\nu, T_e) T_e^{-3/2}, \quad (8)$$

где $F_B(\nu)$ подставлено из формулы (7). Соответственно, связанное с тормозным поглощением в межгалактическом газе искажение спектра фонового радиоизлучения, дополнительное к комптоновским искажениям, описанным выражениями (4)–(5), равно

$$\Delta F_R / F_R(\nu) = \exp[-\tau_B(\nu)] \approx 1 - \tau_B(\nu). \quad (9)$$

Само тормозное излучение тоже поглощается, но в меньшей степени, поскольку его интенсивность набирается уже внутри скопления (вдоль луча зрения).

МОДЕЛЬНОЕ СКОПЛЕНИЕ

Для ясности и простоты будем сначала считать газ в скоплении распределенным однородно и имеющим одну и ту же температуру.

Скопление с однородным распределением плотности. Рассмотрим сферически-симметричное облако горячего газа в скоплении с плотностью электронов N_e и температурой T_e , имеющее радиус R_c . Оптическая толща такого облака по томсоновскому рассеянию вдоль луча зрения, проходящего через его центр, равна $\tau_T = 2\sigma_T N_e R_c = 2\tau_c$. Тогда плотность электронов в облаке газа типичного скопления с толщей $\tau_T = 0.01$ и радиусом $R_c = 350$ кпк равна $N_e \approx 7.0 \times 10^{-3} \text{ см}^{-3}$. Масса газа в облаке $M_g \approx 3.5 \times 10^{13} \tau_T / (0.01) (r_c / 350 \text{ кпк})^2 M_\odot$. Полная масса M_{500} соответствующего реального (с учетом “темной” материи) скопления должна быть по крайней мере на порядок величины больше. Это — скопление умеренной массы, подобное скоплению в созвездии Волосы Вероники (Coma).

Выше и далее мы полагаем, что водород, гелий, кислород в газе скопления имеют нормальные космические обилия по массе, $X \approx 0.74$, $Y \approx 0.24$ и $O \approx 0.01$ (Камерун, 1986) соответственно, $N_e \approx (X + 0.5 Y + 0.5 O) \rho / m_p \approx 0.87 \rho / m_p$, входящий в формулу для расчета тормозного

параметра межгалактического газа множитель $\Sigma Z^2 N_Z \approx (X + Y + 4 O) \rho / m_p \approx 1.02 \rho / m_p$, а сам этот параметр $y_B = 2 \Sigma Z^2 N_Z N_e R_c \approx 2.36 N_e^2 R_c$. При температурах, характерных для газа в скоплениях галактик, указанные элементы полностью ионизованы. Более тяжелые элементы принимать в расчет не будем.

Фоновое излучение считаем падающим на облако изотропно, соответственно, рассчитывая спектр выходящего из облака излучения, усредняя его по углам. Считаем фоновое радиоизлучение, независимо от его природы (космологическое или связанное с неразрешенными радиогалактиками), полностью сформировавшимся на больших красных смещениях ($z > z_*$ скопления). Если это не так, и какая-то доля радиофона формируется на $z < z_*$, амплитуду комптоновских искажений его спектра следует соответственно уменьшить (на эту долю).

Расчет искажений фона. На рис. 2 сплошными линиями показан вклад тормозного излучения межгалактического газа в спектр искажений фонового (радио- и микроволнового) излучения, который должен измеряться в направлении на скопление галактик (предполагается, что измерения проводятся в направлении на центр скопления). Скопление считается близким — расположенным на красном смещении $z \ll 1$. Разные линии соответствуют разным радиусам R_c облака газа (и, соответственно, разным плотностям электронов N_e в нем), томсоновская толща облака на луче зрения по центру скопления $\tau_T = 0.006$, температура электронов $kT_e = 5$ кэВ. Кривые учитывают также искажение реликтового излучения из-за рассеяния на электронах горячего газа скопления (именно с ним связано падение потока на высоких частотах, отдельно оно показано красными короткими штрихами). Собственно искажение фонового радио- и микроволнового излучения из-за обратного комптоновского рассеяния на электронах горячего газа показано зелеными длинными штрихами. С учетом индуцированного рассеяния это же искажение показано зелеными короткими штрихами. Индуцированное рассеяние сдвигает фотоны вниз по оси частот, понижая амплитуду комптоновских искажений фона на совсем низких $\nu \lesssim 10$ МГц частотах. Еще один эффект, понижающий амплитуду искажений, — тормозное поглощение радиоизлучения в горячем газе скопления. Он показан зеленой пунктирной линией дополнительно к вкладу индуцированного рассеяния. В дальнейшем оба этих эффекта не будут учитываться, если специально не оговорено обратное.

Тормозное излучение в спектре искажений. Из рис. 2 видно, что для наиболее реалистичных скоплений с радиусами $R_c = 250$ – 350 кпк тормозное излучение доминирует над комптоновскими искажениями в широком интервале частот

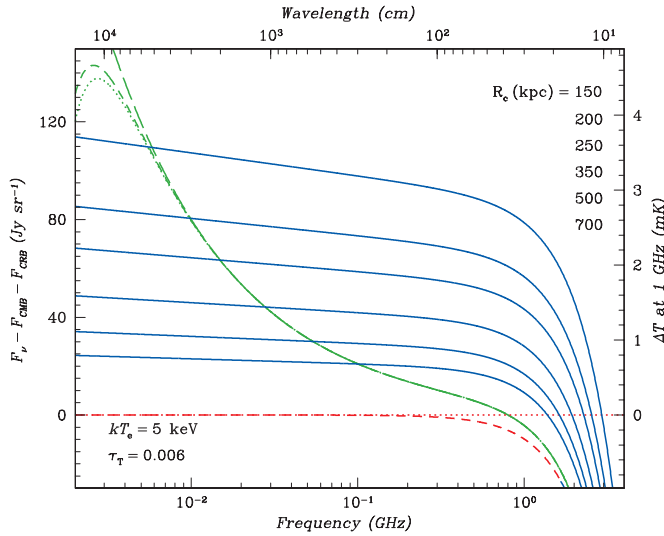


Рис. 2. Сравнение искажений фонового радиоизлучения из-за его рассеяния на электронах горячего газа скопления галактик (зеленые длинные штрихи) и из-за вклада тормозного излучения этого газа (сплошные синие линии, соответствующие разным радиусам R_c скопления). В обоих случаях учтены искажения реликтового излучения из-за рассеяния на электронах (отдельно они показаны красными короткими штрихами). Зелеными короткими штрихами показано уменьшение искажений из-за индуцированного рассеяния, зеленым пунктиром — еще и из-за тормозного поглощения радиоизлучения в газе. Расчет для близкого ($z \ll 1$) скопления с однородным распределением плотности, температурой $kT_e = 5$ кэВ и томсоновской толщиной вдоль луча зрения по его центру $\tau_T = 6 \times 10^{-3}$.

$20 \text{ МГц} \lesssim \nu \lesssim 3.5 \text{ ГГц}$. По мере увеличения компактности скопления и повышения плотности межгалактического газа внутри него, этот интервал расширяется в область более низких частот. Очевидно, что подобного эффекта, но менее выраженного, следует ожидать и при увеличении томсоновской оптической толщи скопления τ_T при неизменном радиусе R_c (в этом случае комптоновские искажения также возрастают, но не так сильно, как интенсивность тормозного излучения).

Тормозное излучение газа дает весомый вклад в область высоких частот спектра фона, полностью или частично компенсируя падение потока реликтового излучения, связанное с его комптоновским рассеянием на высокотемпературных электронах. Чтобы лучше исследовать этот вопрос, на рис. 3 мы представили искажения в спектре $\nu F_\nu(\nu)$ (интенсивность, умноженная на частоту) для скопления с той же температурой газа, как у скопления на рис. 2, но с большей оптической толщой на луче зрения $\tau_T = 1.2 \times 10^{-2}$. Видно, что именно тормозное излучение подавляет падение яркости реликтового излучения вплоть до частоты $\nu \sim 5 \text{ ГГц}$ ($\lambda \sim 6 \text{ см}$) и приводит к появлению радиоисточника в направлении на скопление на картах флуктуаций

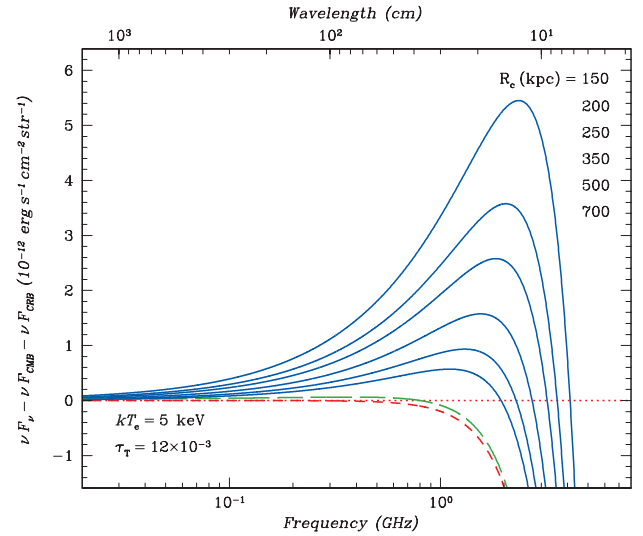


Рис. 3. То же, что на рис. 2, но для искажений в спектре $\nu F_\nu(\nu)$, что позволяет лучше исследовать вклад тормозного излучения межгалактического газа в сантиметрово-дециметровую область длин волн, где силен вклад комптоновских искажений спектра реликтового излучения. Видно, что для температуры газа $kT_e = 5$ кэВ тормозное излучение компенсирует комптоновское падение потока излучения вплоть до $\lambda \sim 6 \text{ см}$ ($\nu \sim 5 \text{ ГГц}$). Оптическая толща газа $\tau_T = 1.2 \times 10^{-2}$ (в два раза больше, чем на рис. 2).

фона на более низких частотах. Без этого излучения “тень” на карте фона наблюдалась бы вплоть до частоты $\nu_2 \approx 802 \text{ МГц}$. Тормозное излучение вносит заметный вклад и на частотах $\nu \gtrsim 5 \text{ ГГц}$, уменьшая ожидаемое падение потока реликтового излучения в релей-джинсовской части спектра. Этот процесс необходимо учитывать при интерпретации текущих (например, VLA и BIMA, Доусон и др., 2002) и готовящихся (SO/Обсерватория Симонсов, Аде и др., 2019, антенные комплексы CMB-S4, Абаджян и др., 2019, и CMB-HD, Сехгал и др., 2019) активных наблюдений эффекта понижения яркости микроволнового фонового излучения на сантиметровых длинах волн.

На рис. 4 приведены зависимости, аналогичные представленным на рис. 2, но для скоплений с другими параметрами облака межгалактического газа: (a) $kT_e = 7 \text{ кэВ}$, $\tau_T = 1 \times 10^{-2}$, (b) $kT_e = 15 \text{ кэВ}$, $\tau_T = 1.4 \times 10^{-2}$, (c) $kT_e = 3 \text{ кэВ}$, $\tau_T = 8 \times 10^{-3}$ и (d) $kT_e = 2 \text{ кэВ}$, $\tau_T = 8 \times 10^{-3}$. Параметры скоплений выборки, температура газа kT_e и его оптическая толща по томсоновскому рассеянию τ_T охватывают широкий диапазон значений. Видно, что в общем спектре искажений фонового радиоизлучения холодных (сильно релаксировавших) скоплений тормозное излучение газа доминирует в более широком интервале частот, чем в спектре горячих молодых скоплений. Это происходит как за счет повышения интенсивности самого тормозного излучения, так и за счет понижения амплитуды искажений спектра фонового радиоизлучения при

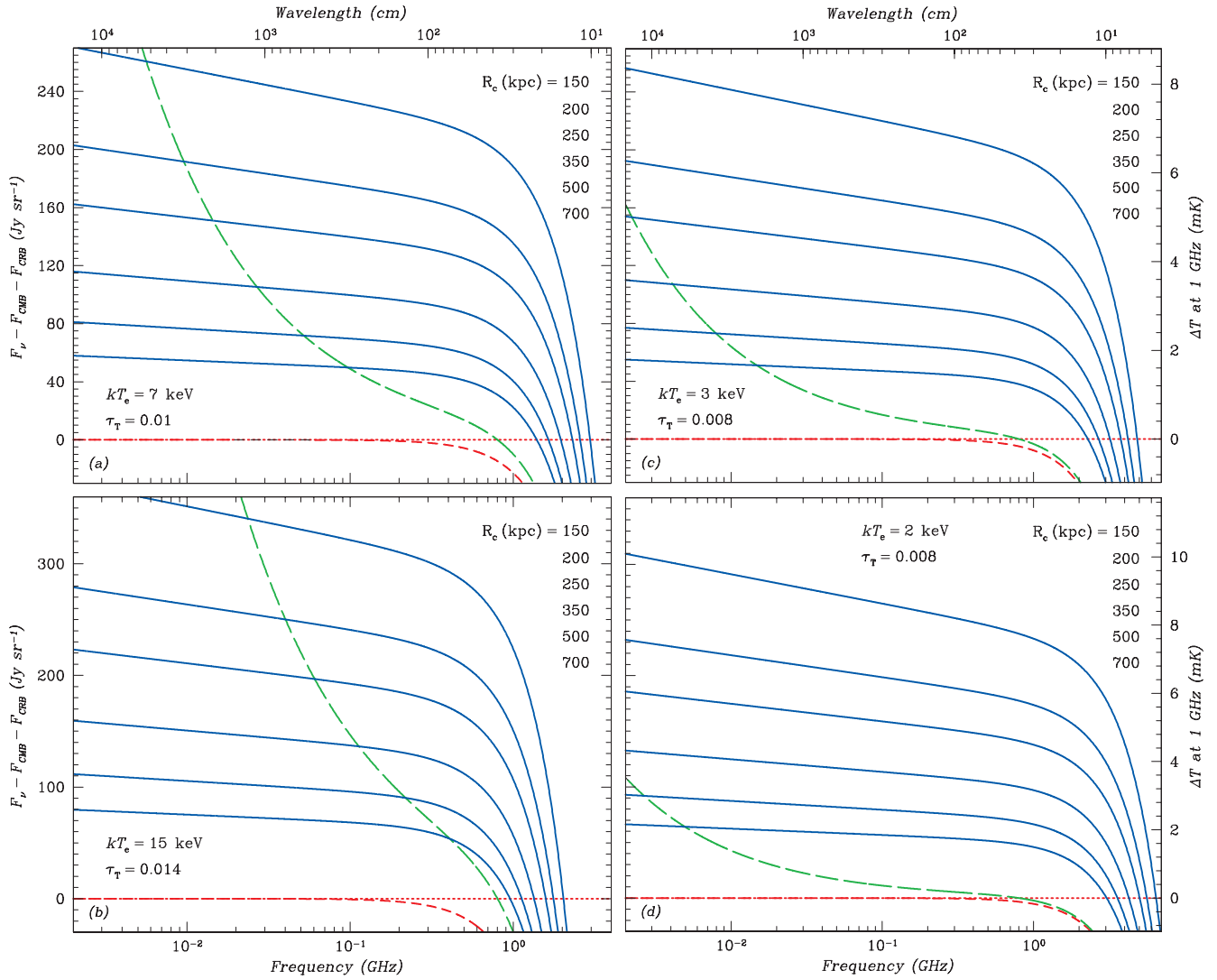


Рис. 4. То же, что на рис. 2, но для скоплений с параметрами: (a) $kT_e = 7$ кэВ, $\tau_T = 1 \times 10^{-2}$, (b) $kT_e = 15$ кэВ, $\tau_T = 1.4 \times 10^{-2}$, (c) $kT_e = 3$ кэВ, $\tau_T = 8 \times 10^{-3}$ и (d) $kT_e = 2$ кэВ, $\tau_T = 8 \times 10^{-3}$. Тормозное излучение (сплошные синие линии) доминирует в более широкой области спектра у холодных, сильно релаксировавших скоплений. При этом оно полностью компенсирует падение яркости реликтового излучения вплоть до частот 5–8 ГГц ($\lambda \approx 4$ –6 см) и ослабляет его на более высоких частотах. Искажения в радиоспектре фона, хотя и становятся сильнее у горячих молодых скоплений с большой оптической толщиной, сравниваются с тормозным излучением лишь на совсем низких частотах $\nu \lesssim 20$ МГц ($\lambda \gtrsim 15$ м).

комптоновском рассеянии на электронах, линейно зависящих от их температуры. Тормозное излучение холодных скоплений с $kT_e = 2$ –3 кэВ намного дальше простирается и в область высоких частот (до $\nu \sim 7$ –8 ГГц, что видно даже без построения рисунка, аналогичного рис. 3). Как отмечалось выше, здесь оно конкурирует с эффектом понижения яркости микроволнового фонового излучения из-за комптоновского рассеяния на электронах.

В то же время рисунок свидетельствует о том, что даже у самых горячих скоплений выборки с $kT_e = 7$ –15 кэВ существует заметный интервал частот $100 \text{ МГц} \lesssim \nu \lesssim 2.5 \text{ ГГц}$, в котором в направлении на скопление должно регистрироваться

именно тормозное излучение межгалактического газа. Это важно, так как означает, что переход от “тени” на сантиметровой карте фона в направлении на скопление галактик к мощному “радиосточнику” на карте фона на дециметровых длинах волн даже в таких богатых молодых скоплениях связан именно с тормозным излучением их горячего межгалактического газа, а не с комптоновскими искажениями фонового радиоизлучения из-за рассеяния на электронах газа, как предполагали Холдер, Хлуба (2021).

Зависимость от параметров газа. Очевидно, что важнейшей характеристикой скопления с точки зрения его регистрации на картах фона как

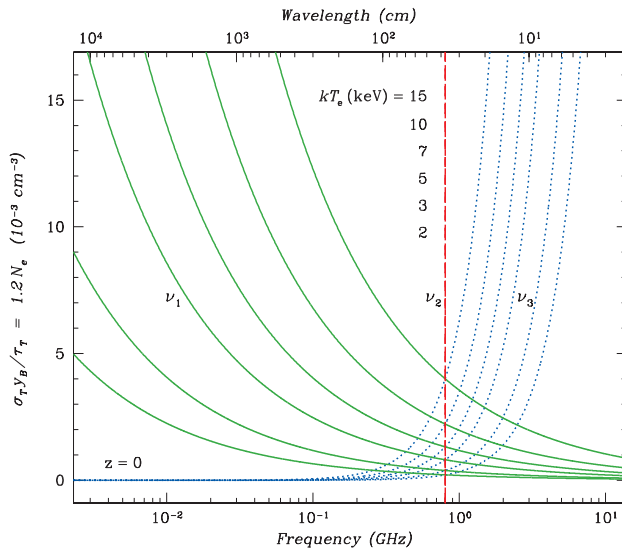


Рис. 5. Граничные частоты ν_1 , выше которой поток тормозного излучения межгалактического газа скопления доминирует над комптоновским усилением фонового радиоизлучения в общем спектре искажений (сплошные зеленые кривые), и частота ν_3 , ниже которой тормозное излучение доминирует по абсолютной величине над комптоновским ослаблением потока реликтового излучения (пунктирные синие кривые). Показаны кривые для разных температур газа в скоплении. Вертикальной штриховой красной линией показана частота ν_2 , на которой сравниваются комптоновские искажения радио и реликтового излучений. Положение частот ν_1 и ν_3 дано в зависимости от температуры kT_e и плотности N_e (точнее, от величины $\sigma_T y_B / y_C [kT_e / m_e c^2] \approx 1.18 N_e$) межгалактического газа.

радиоисточника и идентификации физического процесса, ответственного за его появление, служит диапазон частот $\nu_1 \lesssim \nu \lesssim \nu_3$, где в излучении скопления доминирует тормозное радиоизлучение межгалактического газа. Нижняя граница этого диапазона ν_1 — частота, левее которой усиление яркости фонового радиоизлучения из-за комптоновского рассеяния на электронах горячего газа скопления превышает поток его тормозного излучения. Верхняя граница ν_3 — частота, правее которой поток тормозного излучения газа уже не может компенсировать понижение яркости микроволнового фонового излучения. Как рассчитать эти критические частоты, объяснено выше в абзаце, следующем за уравнением (7).

На рис. 5 приведены результаты нашей попытки исследовать положения частот ν_1 и ν_3 (и ширины интервала между ними) в зависимости от основных параметров горячего газа в скоплении. Анализ показал, что оптимальными независимыми параметрами в этой задаче являются температура электронов kT_e и комбинация величин $\sigma_T y_B / \tau_T$, с точностью до множителя равная плотности числа электронов в газе скопления $\approx$

$1.18 N_e$. Эта величина отложена по оси Y рисунка. Сплошными линиями приведены значения частоты ν_1 , пунктирными — частоты ν_3 . Разные, но однотипные кривые соответствуют разным значениям kT_e . Кривые ν_1 и ν_3 , соответствующие одной температуре, очевидно пересекаются на частоте ν_2 , для которой в отсутствие тормозного излучения комптоновские искажения в фоновом синхротронном (степенном) радиоизлучении и фоновом микроволновом планковском спектре сравниваются по абсолютной величине.

Рисунок 5 свидетельствует о том, что участок частот с доминирующим вкладом тормозного излучения должен присутствовать в спектрах искажений фона в направлении всех типичных близких скоплений. Однако он заметно суживается у очень горячих и аномально разреженных скоплений. Критическое значение величины $(\sigma_T y_B / \tau_T)_{\min} = 1.18 N_{e, \min}$, при котором этот участок должен был бы схлопнуться ($\nu_1 \rightarrow \nu_2$, $\nu_3 \rightarrow \nu_2$), дано на рис. 6 в зависимости от температуры kT_e и красного смещения z скопления (см. ниже). Видно, что минимальная плотность газа, при которой еще существует участок тормозного излучения в спектре искажений, повышается с ростом температуры газа.

На правой оси Y рисунка для наглядности показано, каким должен быть радиус скопления R_c с критической плотностью электронов. Томсоновская оптическая толщина по центру скопления зафиксирована на сравнительно небольшой величине $\tau_T = 0.006$ (едва достаточной для формирования комптоновского искажения радиопона, доступного для наблюдений). Тем не менее даже в случае самых горячих (но близких, $z \approx 0$) скоплений на этом рисунке, с $kT_e \gtrsim 20$ кэВ, тормозное излучение газа не дает вклада в поток радиоизлучения, лишь когда их радиус R_c заметно превышает реально наблюдаемые размеры скоплений ($R_c \gtrsim 500$ кпк).

Зависимость от красного смещения z . Изменение спектра микроволнового фонового излучения с красным смещением полностью определяется зависимостью его температуры от z : $T_m(z) = T_m \times (1 + z)$. Уже спектр фонового радиоизлучения (формула [3]) зависит от z более сложным образом: $F_R(Z) = F_0 (\nu/\nu_0)^{-\alpha} (1 + z)^{3-\alpha}$ (Зельдович, Новиков, 1975), да и то лишь в предположении, что степенная форма спектра с красным смещением не меняется. Нас интересует спектр фона в современную эпоху, и, как уже отмечалось, он измерен с высокой точностью. Его зависимость от z не приводит к изменению наблюдаемых в нашу эпоху искажений, возникающих в нем при взаимодействии с межгалактическим газом скоплений галактик, как бы далеко они не располагались.

Иное дело — спектр тормозного радиоизлучения этого газа, яркость которого при наблюдении

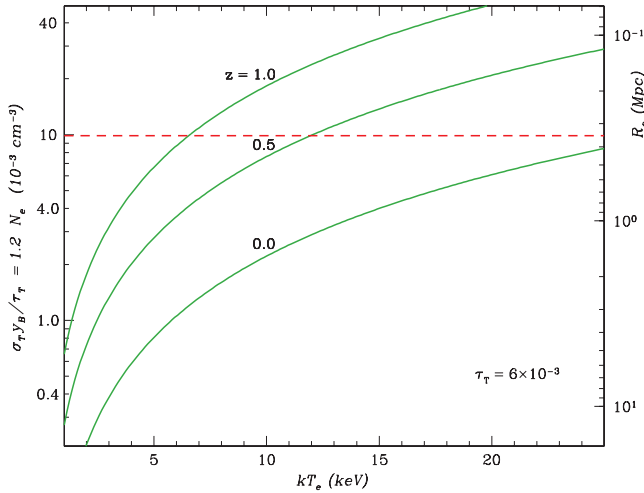


Рис. 6. Минимальная плотность электронов $N_{e,\min}$ (точнее, величина $\sigma_T y_B / \tau_T \approx 1.18 N_{e,\min}$) горячего межгалактического газа, необходимая для того, чтобы в спектре искажений фонового радиоизлучения в направлении на скопление существовал интервал частот с доминирующим вкладом его тормозного излучения. Плотность выше для далеких ($z > 0$) скоплений. На оси Y справа нанесен радиус R_c скопления с критической плотностью и томсоновской толщей по центру $\tau_T = 6 \times 10^{-3}$. Штриховая линия отмечает типичный радиус скопления $R_c \approx 350$ кпк.

далеких скоплений изменяется по закону $F_B(z=0) = F_B(z)/(1+z)^3$ (предполагается, что температура газа после ее измерения была скорректирована на z , т.е. приведена к системе скопления). Поскольку сам спектр тормозного радиоизлучения слабо зависит от частоты, $F_B \sim \nu^{-0.04}$, изменение с z сводится к падению потока от далеких скоплений на одинаковый фактор на всех частотах $(1+z)^3$. На рис. 7 показано, как сужается интервал частот $\nu_1 < \nu < \nu_3$ с доминирующим тормозным излучением в спектре искажений при наблюдении скоплений на красных смещениях $z = 0.5$ и 1. Рисунок аналогичен рис. 5, на котором представлен такой же интервал частот $\nu_1 < \nu < \nu_3$, но характерный для локальных ($z \ll 1$) скоплений.

На рис. 6 для двух таких далеких ($z = 0.5$ и 1) скоплений приведены кривые критической плотности $N_{e,\min}$, при которой в спектре искажений еще отсутствует интервал частот с доминирующим тормозным излучением. Видно, что с увеличением красного смещения скопления наблюдаемая интенсивность его тормозного радиоизлучения быстро падает, соответственно, оно может вообще не регистрироваться на фоне комптоновских искажений радиофона даже в случае, когда имеет меньшую температуру и большую плотность газа, чем подобные локальные скопления. Ослабевают ограничения и на критический радиус скопления.

РЕАЛЬНЫЕ СКОПЛЕНИЯ

Выше предполагалось, что измерение потока радиоизлучения проводится в направлении на центр скопления и с хорошим угловым разрешением (по сравнению с угловым размером скопления). Периферийные наблюдения газа в скоплениях с однородным распределением плотности, очевидно, менее предпочтительны, так как при этом в равной степени (пропорционально l – размеру скопления вдоль луча зрения) уменьшаются и поток тормозного излучения газа, и амплитуда искажений фонового радиоизлучения из-за рассеяния. Иное дело, если периферийные наблюдения проводятся в случае реального скопления с плотностью, медленно спадающей с радиусом. Поскольку амплитуда искажений фона из-за рассеяния пропорциональна N_e , а интенсивность тормозного излучения – N_e^2 , вклад тормозного излучения в наблюдаемый избыток радиофона уменьшается к краю скопления быстрее, чем вклад рассеяния (Зельдович, Сюняев, 1982).

Неоднородное распределение плотности. Проиллюстрируем этот эффект на примере скопления, характеризующегося β -распределением плотности газа по радиусу (Кавальери, Фуско-Фемиано, 1976):

$$N_e = N_c \left(1 + \frac{R^2}{R_c^2} \right)^{-3\beta/2}, \quad (10)$$

с центральной плотностью электронов N_c и параметром $\beta \approx 2/3$, хорошо согласующимся с наблюдаемым распределением рентгеновской яркости многих скоплений галактик (Джонс, Форман, 1984; Арно, 2009). Для такого скопления тормозной параметр (мера эмиссии) межгалактического газа $y_B(\rho) = 2 \int_0^\infty \sum Z^2 N_z(R) N_e(R) dl$, определяющий интенсивность его теплового излучения вдоль луча зрения на прицельном расстоянии ρ от направления на центр, равен

$$y_B(\rho) = 0.59\pi \left(1 + \frac{\rho^2}{R_c^2} \right)^{-3/2} N_c^2 R_c. \quad (11)$$

Радиус R_c , прицельное расстояние ρ и расстояние вдоль луча зрения l связаны выражением $R^2 = \rho^2 + l^2$. Томсоновская оптическая толща газа вдоль луча зрения $\tau_T(\rho) = 2\sigma_T \int_0^\infty N_e(R) dl$, определяющая амплитуду искажений спектра из-за рассеяния, равна

$$\tau_T(\rho) = \pi \left(1 + \frac{\rho^2}{R_c^2} \right)^{-1/2} \sigma_T N_c R_c. \quad (12)$$

На рис. 8 приведены искажения спектра радио- и микроволнового фона в таком скоплении,

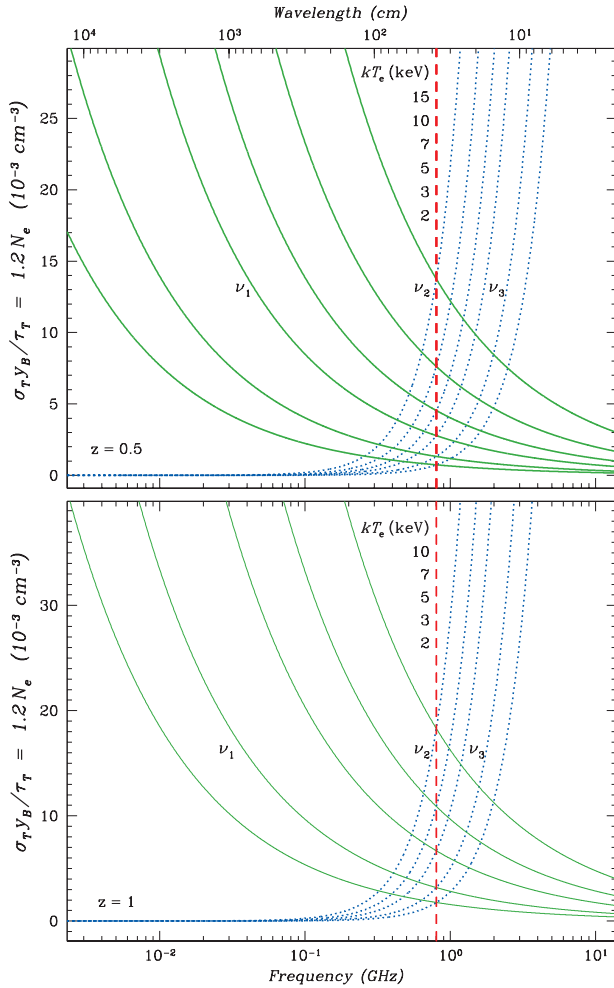


Рис. 7. То же, что на рис. 5, но для далеких скоплений на красных смещениях $z = 0.5$ и 1. Из-за падения яркости тормозного излучения с z интервал частот, в котором это излучение доминирует в спектре искажений фона в направлении на скопление, заметно сужается.

ожидаемые из-за комптоновского рассеяния на электронах (зеленые штрихи) и вклада теплового тормозного излучения (синие сплошные линии) на двух придельных расстояниях $\rho = 0$ и $0.5 R_c$. Параметры газа, радиальная томсоновская толща $\tau_c = 3 \times 10^{-3}$ и температура электронов $kT_e = 5$ кэВ, выбраны такими же, как у скопления с однородным распределением плотности на рис. 2. Рассмотрены разные значения радиуса ядра скопления R_c . Видно, что комптоновские искажения фона по центру скопления ($\rho = 0$) на рис. 2 и 8 действительно одинаковы, в силу равенства оптических толщ, однако интенсивность теплового излучения газа реального скопления оказывается в π раз меньше интенсивности излучения скопления с однородным распределением плотности газа.

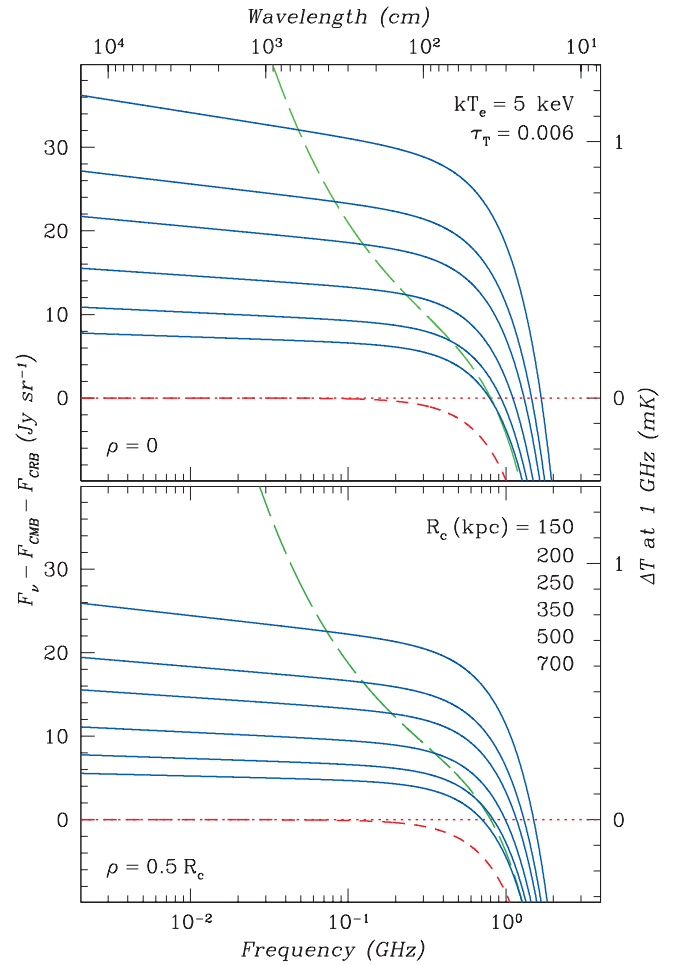


Рис. 8. То же, что на рис. 2, но для скопления с β -распределением плотности газа ($\beta = 2/3$). Томсоновская толща по центру скопления $\tau_T = 6 \times 10^{-3}$, газ изотермичий $kT_e = 5$ кэВ, скопление близкое ($z \ll 1$). Вклад тормозного излучения показан сплошными синими линиями для разных значений радиуса R_c ядра скопления. Рассмотрены центральные (прицельное расстояние $\rho = 0$, *вверху*) и периферийные ($\rho = 0.5 R_c$, *внизу*) наблюдения.

Этот результат легко объясним, поскольку, хотя в реальном скоплении газ сильнее концентрирован к центру, даже там он имеет слегка меньшую (в $\pi/2 \approx 1.57$ раза) плотность, чем газ в однородном скоплении с теми же радиусом ядра R_c и оптической толщей τ_T . Заметная часть толщи набирается на больших радиусах $R > R_c$. Аналогично, масса газа в скоплении

$$M_g(< R) = 4.6 \left(\frac{\tau_T m_p}{\sigma_T} \right) R_c^2 \left[\frac{R}{R_c} - \arctg \left(\frac{R}{R_c} \right) \right]$$

внутри радиуса $R = R_c$ сравнительно невелика, $M_g(< R_c) \approx 4.8 \times 10^{12} M_\odot$, но она быстро растет с R , достигая при $R = 2R_c$ величины $M_g(< 2R_c) \approx 2 \times 10^{13} M_\odot$, что уже близко к массе газа в однородном скоплении ($\approx 2.1 \times 10^{13} M_\odot$ при $\tau_T = 0.06$).

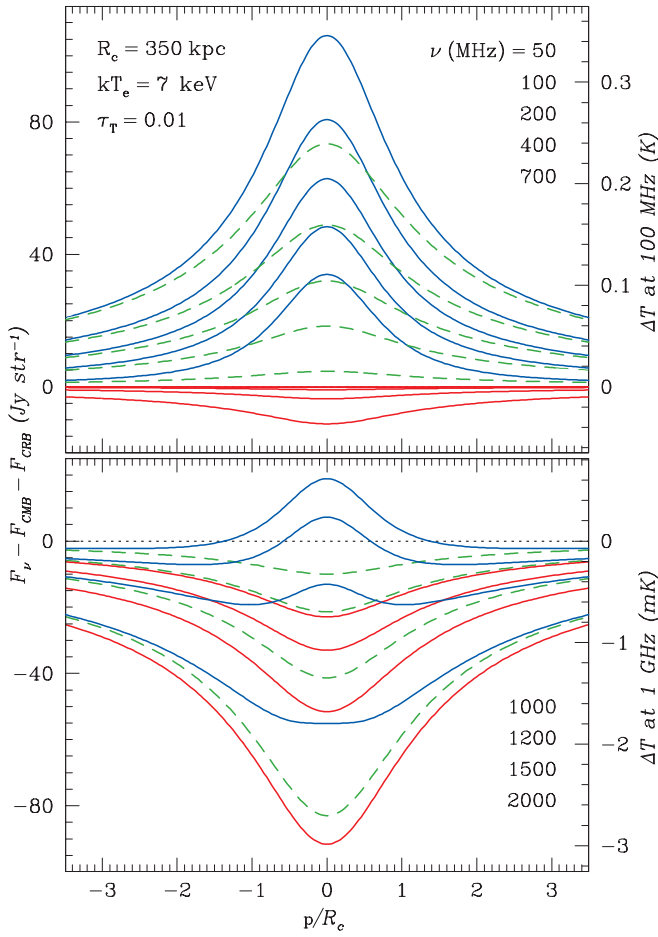


Рис. 9. Сравнение искажений фонового радиоизлучения из-за его рассеяния на электронах горячего газа скопления галактик (зеленые штрихи), а также тормозного излучения этого газа (сплошные синие линии) на разных частотах в зависимости от прицельного расстояния ρ/R_c от направления на центр скопления. Учтены искажения реликтового излучения из-за рассеяния на электронах газа (сплошные красные линии). Расчет для близкого ($z \ll 1$) скопления с β -распределением плотности ($\beta = 2/3$), радиусом ядра $R_c = 350$ кпк, температурой $kT_e = 7$ кэВ и томсоновской толщиной по центру $\tau_T = 1 \times 10^{-2}$ (см. рис. 4а).

Интенсивность теплового излучения газа реального скопления уменьшается еще сильнее даже при небольшом ($\rho \sim 0.5 R_c$, рис. 8, нижняя панель) удалении наблюдения от направления на центр. При таких периферийных наблюдениях действие эффекта комптоновского рассеяния тоже ослабевает, как в отношении радио- (зеленые штрихи), так и в отношении микроволнового фонового (красные короткие штрихи) излучения (причем одинаковым образом, так что частота ν_2 не меняется), но происходит это намного медленнее. Поэтому периферийные наблюдения реальных скоплений, с точки

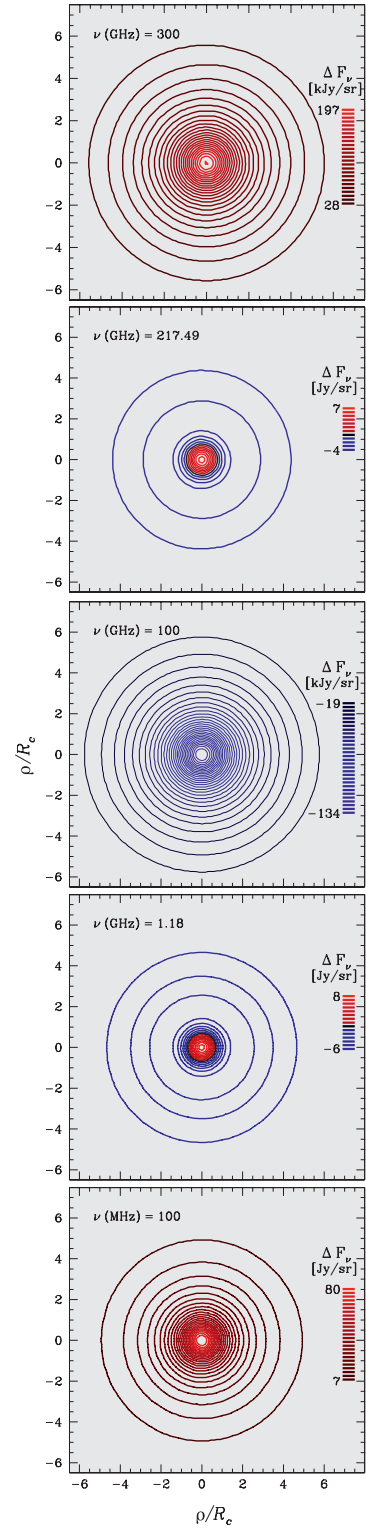


Рис. 10. Карта искажений космического микроволнового и радиопфона в направлении скопления галактик (того же, что на рис. 9) на разных частотах (синие линии — “отрицательные” отклонения, красные — “положительные”). Внешние контуры (на расстояниях $\rho \gtrsim 6 R_c$) не показаны.

зрения регистрации эффекта рассеяния, оказываются выигрышными.

На рис. 9, также основанном на формулах (11)–(12), показано, как изменяется яркость космического фонового радиоизлучения на разных частотах в зависимости от прицельного расстояния ρ . Вновь рассмотрено близкое скопление с β -распределением плотности, но с более высокой температурой $kT_e = 7$ кэВ и оптической толщей $\tau_t = 0.01$ газа (как на рис. 4а). Радиус ядра скопления $R_c = 350$ кпк. Видно, что в направлении на центр скопления тепловое излучение газа доминирует в повышении яркости радиоизлучения на частотах $\gtrsim 200$ МГц, но даже при небольшом ($\rho \gtrsim 2R_c$) удалении от этого направления на всех рассмотренных частотах основной вклад в повышение яркости радиофона дает его рассеяние на электронах. С увеличением частоты область с доминирующим тепловым излучением слегка расширяется.

Отметим, что на верхней панели рис. 9 (на частотах $\lesssim 700$ МГц) тепловое и рассеянное радиоизлучение формируют положительный источник на любых ρ . На нижней панели положительное излучение наблюдается лишь на малых $\rho \lesssim R_c$ и частотах $\nu \lesssim 1200$ МГц. Дело в том, что при расчете искажений, наряду с комптоновским рассеянием радиоизлучения, было учтено рассеяние на электронах микроволнового (реликтового) излучения, приводящее к понижению яркости фона в центральных областях скопления (Сюняев, Зельдович, 1970, 1972, показано сплошными красными линиями). Как упоминалось выше, комптоновские искажения микроволнового и радиоизлучения сравниваются по абсолютной величине (компенсируют друг друга) на частоте $\nu_2 \approx 802$ МГц, это и видно на верхней панели рис. 9. На более высоких частотах наблюдаемый избыток фона связан исключительно с тепловым излучением газа.

Из рис. 9 следует, что: 1) понижение яркости микроволнового фона по центру скопления начинает подавляться собственным тепловым излучением газа, начиная уже с частот $\nu \sim 2.0$ ГГц, полностью компенсируясь вблизи $\nu \sim 1.3$ ГГц, 2) даже на небольших расстояниях от центра $R \gtrsim R_c$ пониженная яркость фона сохраняется вплоть до частот ~ 800 МГц, 3) на частотах $\nu \lesssim 300$ МГц понижение яркости реликтового излучения сходит на нет независимо от комптоновского рассеяния радиоизлучения или вклада теплового излучения газа. Это связано с быстрым естественным (рэлей-джинсовским) падением потока реликтового излучения при движении вниз по оси частот и не менее быстрым ростом потока космического фонового радиоизлучения.

Источник гибридной формы на месте скопления. Переход вниз по частоте в спектре искажений фона, измеренных в направлении скопления галактик, от области пониженной яркости (реликтовое

излучение) к области повышенной яркости (радиоизлучение), очевидно, должен сопровождаться изменением изображения источника на картах флуктуаций фона. Рисунок (его нижняя панель) предсказывает, что в диапазоне частот $1.0 \text{ ГГц} \lesssim \nu \lesssim 1.2 \text{ ГГц}$ изображение скопления должно принимать крайне необычный вид — яркого источника в центре (избыточное тормозное излучение), окруженного кольцевой теневой областью (областью дефицита реликтового излучения). Еще лучше это видно на рис. 10, демонстрирующем смоделированные карты искажений микроволнового и радиофона на разных частотах в направлении на близкое скопление галактик с такими же параметрами газа как те, что использовались при построении рис. 9. Невозмущенный фон вычтен.

Необычный (гибридный) источник виден на карте, соответствующей частоте $\nu = 1.18$ ГГц. На более высоких частотах ($\nu = 100$ ГГц) центральный источник исчезает, и теневая область расширяется до круга радиуса, заметно превышающего радиус ядра скопления¹. Источник на карте флуктуаций фона на месте скопления становится “отрицательным” — “дыркой” в фоне. Известно, что он вновь превращается в обычный “положительный” источник на частотах выше $\nu_0 = 217.5$ ГГц ($\lambda = 1.37$ мм, Сюняев, Зельдович, 1980, 1982) за счет более низкочастотных фотонов реликтового излучения, заброшенных в эту область обратным комптоновским рассеянием. Это иллюстрируется картой, полученной для частоты 300 ГГц. На другом краю спектра, на частотах $\lesssim 800$ МГц, описанный выше гибридный источник на месте скопления тоже превращается в полностью “положительный” источник, прежде всего за счет релей-джинсовского уменьшения потока реликтового излучения и, соответственно, — абсолютной глубины образующейся в нем комптоновской “ямы”, а также за счет избытка, связанного с комптоновским рассеянием усиливающегося фонового радиоизлучения, и вклада тормозного излучения межгалактического газа. На рис. 10 переход к “положительному” источнику иллюстрирует нижняя карта, рассчитанная для частоты $\nu = 100$ МГц.

Появление источника гибридной формы на карте флуктуаций фона объясняется сильной концентрацией к центру скопления теплового (тормозного) излучения межгалактического газа. Комптоновские искажения реликтового излучения, формирующие “тень” (“яму”) на карте, характеризуются бо́льшим пространственным масштабом,

¹ Теневая область у гибридного источника в действительности простирается также заметно дальше по радиусу, чем следует из рисунка, но у него она имеет меньшую глубину. Просто уровни низкой интенсивности, соответствующие далеким крыльям источника (большим прицельным расстояниям $\rho/R_c \gtrsim 6$), на этих панелях не показаны.

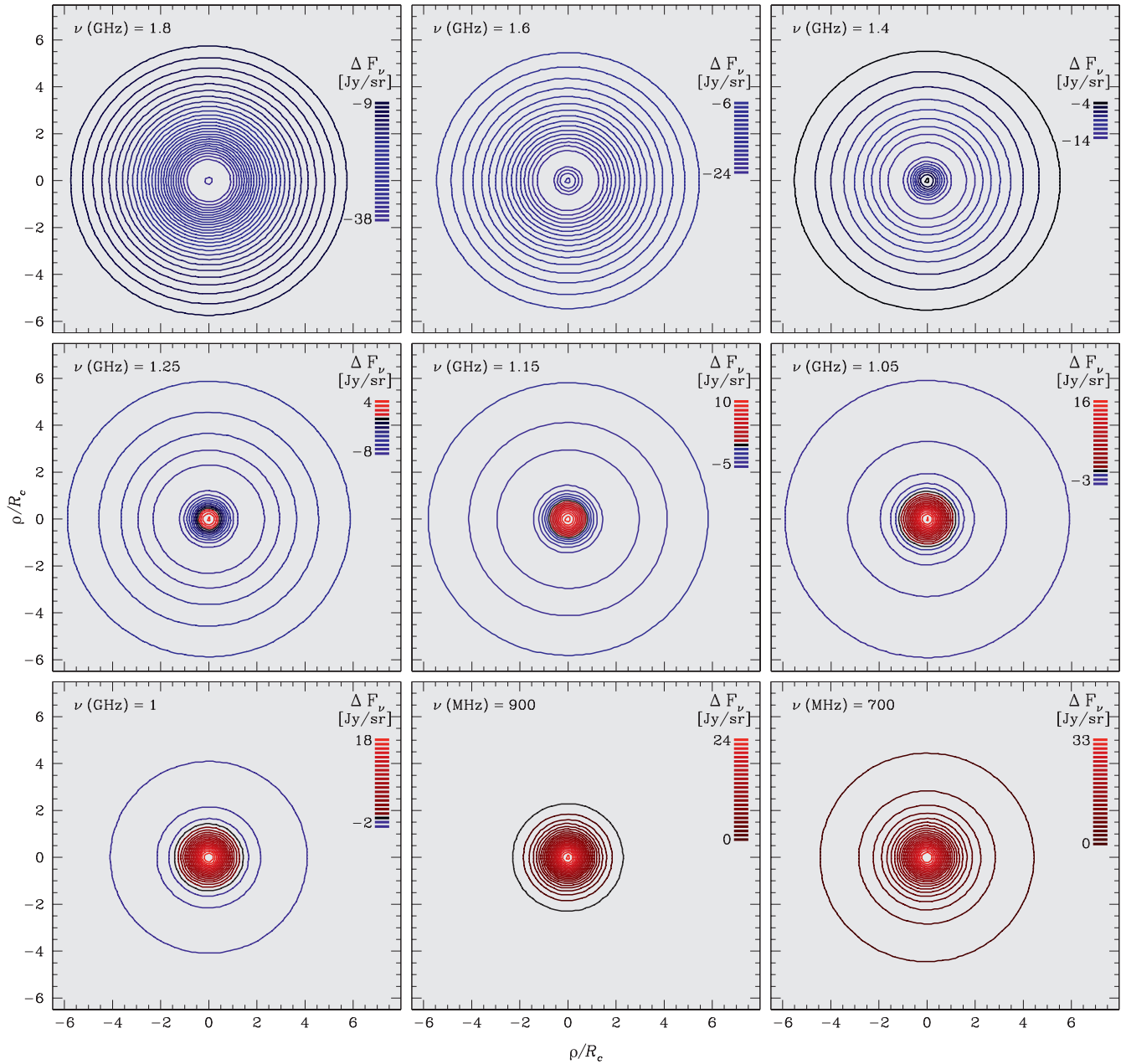


Рис. 11. Эволюция карты искажений фонового радио- и микроволнового излучения в направлении скопления галактик при переходе между режимами пониженной и повышенной яркости (синие линии — “отрицательные” отклонения фона, красные — “положительные”). Искажения вызваны рассеянием на электронах, но появление гибридного источника (яркого пятна, окруженного темным кольцом), а также компактного “положительного” источника на карте, соответствующей частоте $\nu = 900$ МГц, в значительной степени связано с тепловым излучением горячего газа скопления. Внешние ($\rho \gtrsim 6 R_e$) контуры на картах с $\nu \leq 1.0$ ГГц не показаны. Расчет для близкого ($z \ll 1$) скопления с β -распределением плотности ($\beta = 2/3$) и теми же параметрами, что у скопления на рис. 9 и 10.

что объясняется их более слабой (линейной) зависимостью от плотности электронов горячего газа.

Более подробно изменение формы источника на картах флуктуаций фона для этого скопления при переходе вблизи частоты $\nu \sim 1.1$ ГГц от полностью “отрицательного” к полностью “положительному” источнику показано на рис. 11. Видно, что

переход происходит медленно, гибридный источник наблюдается в широком диапазоне частот $1.0 \text{ ГГц} \lesssim \nu \lesssim 1.25 \text{ ГГц}$, расположенном заметно выше частоты $\nu_2 \approx 802$ МГц взаимной компенсации комптоновских искажений реликтового излучения и радиофона. Тепловое излучение горячего газа видно и на частотах $1.4 \text{ ГГц} \lesssim \nu \lesssim$

Таблица 1. Параметры индивидуальных скоплений, отобранных для оценки возможности измерения эффекта рассеяния радифона на электронах их горячего межгалактического газа

Название скопления ^а		$z^б$	$R_c^в$, кпк	$\theta_c^в$	kT_c , кэВ	$N_c^г$	$M_g^д$ $10^{14} M_\odot$	$\tau_T^е$ 10^{-3}
Основное	Другое							
1	2	3	4	5	6	7	8	9
AT J0102-4915	El Cordo	0.870	270	0.75	14.5	8.9	2.2	15.2
A 426	Perseus	0.018	280	12.8	6.0	4.6	2.0	8.3
ST J0615-5746	P G266.6-27.3	0.972	230	0.63	14.2	7.2	1.12	10.5
1E 0657-558	Bullet	0.296	170	0.73	12.4	12.3	2.01	13.3
A 1656	Coma	0.023	290	10.5	6.9	2.9	1.0	5.6
Virgo		0.004	310	62.5	2.4	2.7	1.5	5.3
A 1991		0.059	60	0.90	2.3	6.4	0.1	3.5
ST J2106-5844		1.132	200	0.54	9.4	11.5	1.17	14.6
ST J2248-4431	AS 1063	0.348	370	1.4	11.5	2.9	1.95	7.0
ST J2344-4243	Phoenix	0.596	290	0.88	14.9	4.8	1.48	8.8

^а A – Abell, ST – SPT-CL, AT – ACT-CL, P – PLCK.
^б Красное смещение скопления.
^в Радиус ядра в модели β -распределения плотности и его угловой размер.
^г Плотность газа в центре скопления, 10^{-3} см^{-3} .
^д Масса газа в скоплении.
^е Томсоновская толща вдоль луча зрения, проходящего через центр скопления.

$\lesssim 1.8$ ГГц – оно формирует центральный узкий пик внутри ямы, образованной обратным комптоновским рассеянием реликтового фона. Просто яма на этих частотах оказывается более глубокой, и пик теплового излучения не может подняться над ее краем и проявить себя как явный “положительный” центральный источник. Фактически, на этих частотах на месте скопления тоже наблюдается гибридный источник, но в скрытой (латентной) форме. Отметим и карту, полученную для частоты $\nu = 900$ МГц. Источник на месте скопления на этой карте в значительной мере связан с тепловым излучением межгалактического газа и имеет заметно меньшую ширину, чем на других картах, где он формируется прежде всего из-за комптоновского рассеяния фона. На частоте $\nu = 900$ МГц искажения из-за рассеяния радио- и реликтового излучения почти полностью компенсируют друг друга.

Поразительно, но при переходе через частоту $\nu_0 \approx 217.5$ ГГц источник на месте скопления на рис. 10. тоже принимает гибридную форму. Ранее всегда считалось, что “отрицательный” источник на месте скопления вблизи этой частоты просто исчезает, чтобы потом на более высоких частотах появится уже полностью “положительным”. Собственно частота $\nu_0 = 3.8300 kT_m \approx 217.5065$ ГГц и рассчитывается из условия обращения правой части уравнения (2), описывающего изменение спектра реликтового излучения при комптоновском

рассеянии, в ноль. Гибридная форма источника опять связана с концентрированным к центру скопления тормозным излучением межгалактического газа, которое становится заметным из-за ослабления вблизи этой частоты комптоновских искажений реликтового излучения. Отметим, что уровни интенсивности излучения на картах на рис. 10, соответствующих $\nu = 100$ и 300 ГГц (непосредственно ниже и выше частоты ν_0), даны в кЯн/стер., тогда как на карте с $\nu = 217.47$ ГГц и остальных картах – в Ян/стер. Подробнее изменение формы источника на месте скопления на картах флуктуаций реликтового излучения при переходе через частоту ν_0 исследовано в статье Гребенева, Сюняева (2024).

Регистрация гибридного источника в направлении скоплений галактик как в реликтовом, так и в радиоизлучении может быть интересна не только как демонстрация (и подтверждение) красивого физического эффекта. Она может оказаться важной для более точного разделения искажений радифона, возникающих из-за комптоновского рассеяния, и вклада тормозного радиоизлучения газа в скоплении. Поток тормозного радиоизлучения можно пытаться оценить по наблюдениям скопления в рентгеновских лучах, но точность таких оценок критически зависит от надежности определения температуры газа kT_c . Прямые измерения потока теплового радиоизлучения межгалактического газа могут оказаться более перспективными и надежными.

Индивидуальные скопления. Оценим возможность регистрации искажений фонового радиоизлучения, связанных с его рассеянием на электронах межгалактического газа, в направлении нескольких известных скоплений галактик. Газ будем считать изотермическим и подчиняющимся β -распределению плотности с показателем $\beta = 2/3$. Оценки сделаем для богатых скоплений, проявляющих себя сильными искажениями микроволнового фонового излучения, из выборки, использовавшейся в работе Гребенева, Сюняева (2019). В табл. 1 приведены основные характеристики межгалактического газа (температура и его центральная плотность, другие параметры β -модели) и самих скоплений (красное смещение z).

На рис. 12 зелеными длинными штрихами показаны ожидаемые относительные (в %) комптоновские искажения спектра радио- и микроволнового фонового излучения для скоплений из этой выборки. Предполагается, что наблюдения проводятся в направлении центра скопления (левая панель) или на прицельном расстоянии $\rho = 0.8 R_c$ относительно центра (правая панель). Уровень невозмущенного фона отмечен черными короткими штрихами. Красными пунктирными линиями показан вклад в спектр искажений эффекта понижения яркости из-за рассеяния только микроволнового (реликтового) излучения. Видно, что относительные комптоновские искажения не зависят от частоты как в случае радиофона, так и в случае реликтового излучения (в полном соответствии с предсказаниями формул (2) и (4)). Более того, они практически одинаковы по величине, но имеют разные знаки. Сплошными синими линиями показаны искажения фона с учетом собственного тормозного излучения горячего газа скоплений.

Рисунок 12 демонстрирует, что рассеяние радиоизлучения в ряде близких скоплений приводит или к очень малым (скопления в Волосах Вероники / Coma и Персее), или вообще ничтожным (скопление в Деве и А 1991) искажениям фона. Сказываются низкие температуры ($kT_e \sim 2.5\text{--}6.9$ кэВ) и весьма умеренные оптические толщ ($\tau_T \lesssim 8 \times 10^{-3}$) содержащегося в них газа. При этом тормозное радиоизлучение этих близких ($z \lesssim 0.06$) скоплений довольно сильно. Особенно заметно это проявляется на левой панели рисунка при наблюдениях по центру скопления. Возможность регистрации искажений фонового радиоизлучения в первых двух скоплениях можно повысить, проинтегрировав радиосигнал по их довольно большой видимой площади (угловой размер этих скоплений указан на рисунке слева). Как уже упоминалось (и будет показано ниже), вклад рассеянного излучения в общий спектр искажений радиофона при этом возрастет по сравнению с вкладом тормозного излучения (из-за сильной концентрации последнего к центру скопления). Другая возможность — наблюдать искажения на заметном прицельном расстоянии

$\rho \sim R_c$ от центра скопления, как показано на правой панели рис. 12. Видно, что уже на прицельном расстоянии $\rho = 0.8 R_c$ интенсивность тормозного излучения оказывается в ~ 2.1 раза ниже интенсивности по центру скопления, при этом амплитуда комптоновских искажений фона меняется не слишком сильно ($< 30\%$).

Очевидно, тем не менее, что для регистрации комптоновских искажений, намного перспективнее наблюдать очень горячие ($kT_e \gtrsim 12$ кэВ) оптически толстые ($\tau_T \gtrsim 8 \times 10^{-3}$) далекие ($z \gtrsim 0.35$) скопления: El Cordo, Phoenix, AS 1063, ST J0615-5746 и ST J2106-5844. Комптоновские искажения фона в таких скоплениях могут достигать $\sim 0.1\%$, при этом основное препятствие для их измерения в виде тормозного излучения горячего газа заметно ослабевает из-за большой удаленности скоплений (большого z). Исключением является скопление Bullet, одно из самых горячих и оптически толстых, при этом отличающееся мощным тепловым излучением газа. Причина этого кроется отчасти в умеренном красном смещении $z \approx 0.3$, а отчасти — в необычной компактности скопления, $R_c \approx 170$ кпк, и, как следствие, — в повышенной плотности его газа $N_c \approx 1.23 \times 10^{-2} \text{ см}^{-3}$. Даже в декаметровом диапазоне и при периферийных наблюдениях регистрация комптоновских искажений фона в направлении на это скопление будет непростой задачей.

Наблюдения неразрешенных скоплений. Угловой размер многих далеких скоплений слишком мал для выполнения периферийных наблюдений. В этом случае измеряется весь поток их радиоизлучения или интегральный поток излучения широкой центральной части скопления.

Возьмем скопление с β -распределением плотности горячего газа и радиусом ядра $R_c = 350$ кпк. Рассмотрим два случая, когда скопление расположено на красном смещении $z = 0.11$ или 0.3 . Соответствующие угломерные расстояния² до скопления $d_A \approx 390$ или 810 Мпк, угловой размер (радиус) его ядра $\theta_c \approx 3'.0$ или $1'.5$. Проинтегрируем уравнения (11) и (12) по площади скопления

$2\pi \int_0^{R_b} \rho d\rho / d_A^2$ внутри телесного угла, ограниченного углом полураствора $\theta_b = R_b/d_A$, чтобы найти интегральные тормозной

$$Y_B(R_b) = 1.18\pi^2 N_c^2 R_c \left(\frac{R_c}{d_A} \right)^2 \left[1 - \left(1 + \frac{R_b^2}{R_c^2} \right)^{-1/2} \right]$$

и комптоновский параметры скопления

² Принята стандартная Λ CDM космологическая модель с $\Omega_M = 0.3$, $\Omega_\Lambda = 0.7$ и $H = 70 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$.

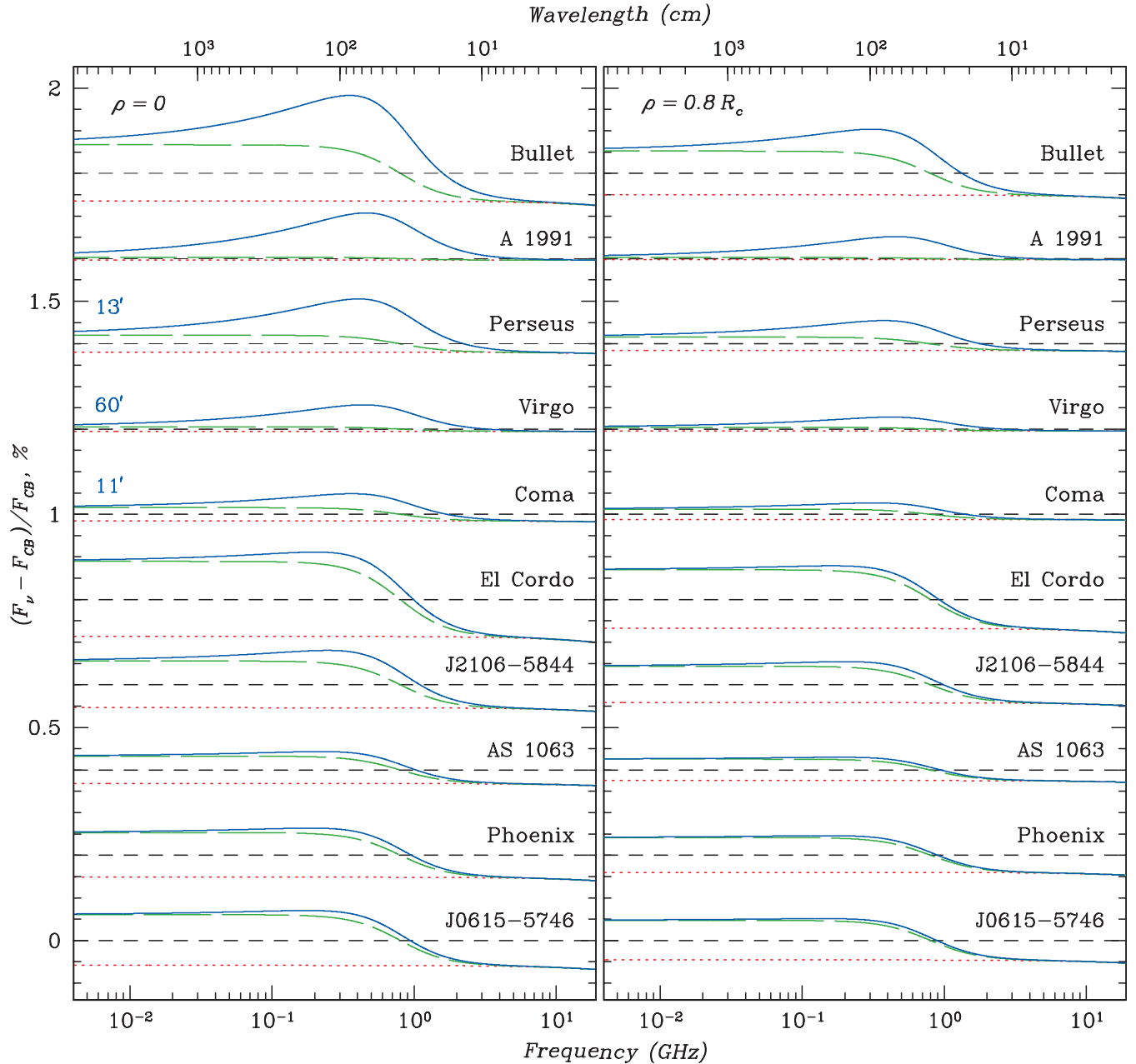


Рис. 12. Относительные (в %) искажения спектра космического фонового радио- и микроволнового излучения, ожидаемые из-за его рассеяния на электронах горячего газа в нескольких известных скоплениях галактик (зеленые длинные штрихи). Синие линии учитывают еще и тепловое (тормозное) излучение газа. Понижение яркости микроволнового излучения из-за рассеяния на электронах показано пунктирными красными линиями. Приведены искажения, наблюдаемые по центру скопления (*слева*) и на прицельном расстоянии, близком к радиусу его ядра $\rho = 0.8 R_c$ (*справа*). Газ полагается изотермическим и имеющим β -распределение плотности ($\beta = 2/3$), параметры скоплений даны в Табл. 1.

$$Y_C(R_b) = 2\pi\tau_T \left(\frac{kT_c}{m_e c^2} \right) \left(\frac{R_c}{d_A} \right)^2 \left[\left(1 + \frac{R_b^2}{R_c^2} \right)^{1/2} - 1 \right].$$

Видно, в частности, что уже при $R_b = 0.8 R_c$ отношение интегрального комптоновского параметра $Y_C \approx 0.44 y_C(0)(\pi\theta_c^2)$ к интегральному тормозному

параметру скопления $Y_B \approx 0.21 y_B(0)(\pi\theta_c^2)$ оказывается в 2.1 раза больше отношения их локальных значений $y_C(0)/y_B(0)$ по центру скопления. Значения тормозного $y_B(0)$ и комптоновского $y_C(0)$ параметров по центру скопления можно найти из уравнений (11) и (12).

Реальное соотношение интегральных потоков радиоизлучения, связанного с комптоновским

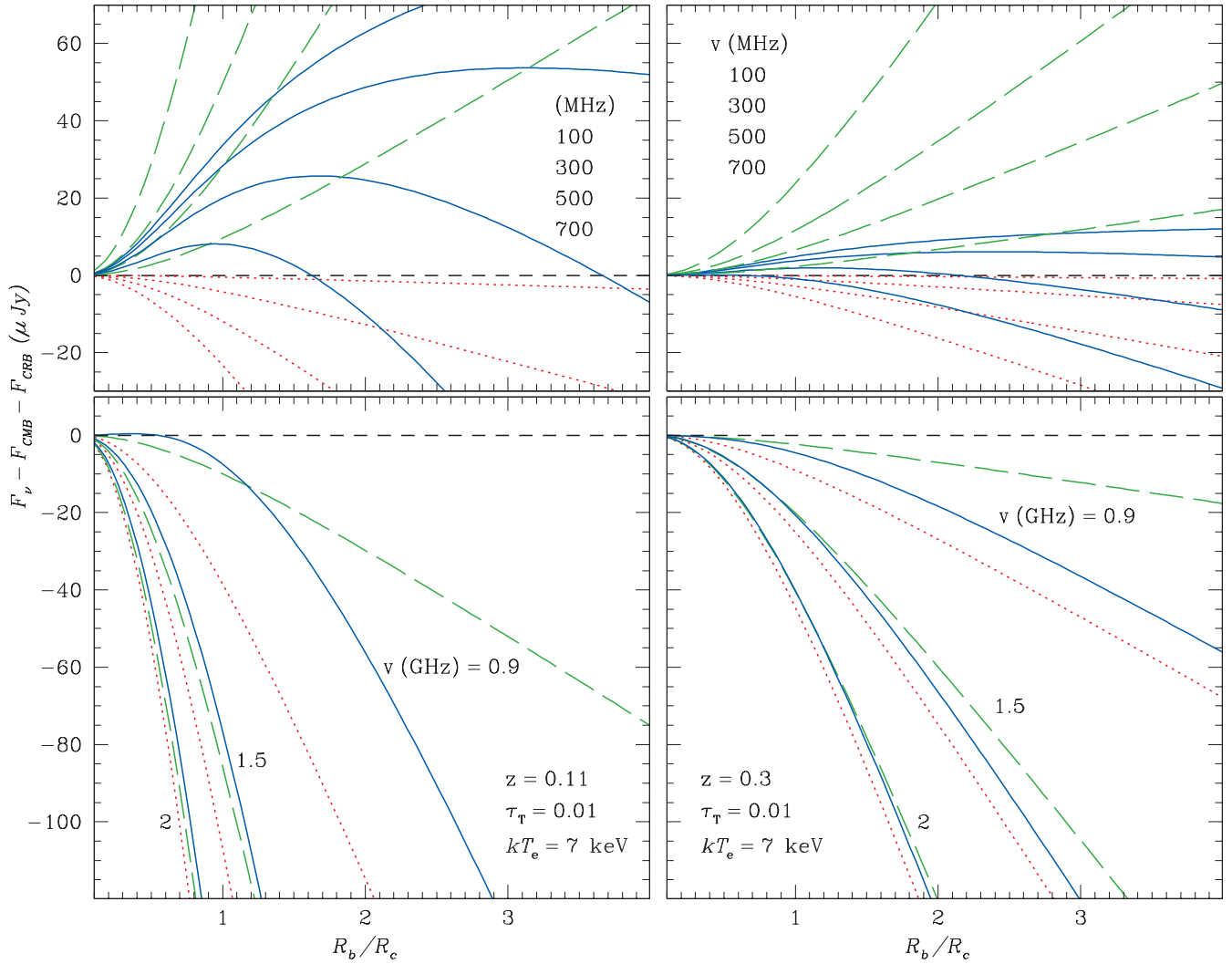


Рис. 13. Интегральный поток радиоизлучения внутри радиуса R_b от скопления галактик, характеризующегося β -распределением плотности межгалактического газа ($\beta = 2/3$), радиусом ядра $R_c = 350$ кпк и томсоновской толщиной по центру $\tau_T = 0.01$ (см. рис. 4а и 9). Такой поток зарегистрирует телескоп с угловым разрешением $\theta_b = R_b/d_A$, где d_A — угломерное расстояние до скопления. Газ считается изотермическим с температурой $kT_e = 7$ кэВ, само скопление — расположенным на красном смещении $z = 0.11$ (слева) или 0.3 (справа). Радиоизлучение связано с 1) рассеянием космического фонового радиоизлучения электронами горячего газа (зеленые длинные штрихи) или 2) тепловым тормозным излучением этого газа (сплошные синие линии). В обоих случаях учтены искажения реликтового излучения из-за комптоновского рассеяния (красный пунктир). Однотипные линии соответствуют разным радиочастотам.

рассеянием фона или являющегося собственным тормозным излучением горячего газа, зависит от радиочастоты, на которой проводятся измерения. Рисунок 13 показывает, как на разных частотах набирается интегральный поток радиоизлучения от рассматриваемого скопления галактик по мере увеличения R_b (ухудшения углового разрешения телескопа, используемого для наблюдений). Предполагается, что телескоп наведен на центр скопления, полуширина его отклика на точечный источник равна $\theta_b = R_b/d_A$. Левая панель рисунка показывает случай, когда скопление расположено на $z = 0.11$, правая панель — на $z = 0.3$, другие параметры

скопления и параметры межгалактического газа взяты такими же, как на рис. 4а и 9.

Независимо от природы излучения представленные потоки учитывают рассеяние в горячем межгалактическом газе фотонов реликтового излучения (его вклад показан красной пунктирной линией). Именно с вкладом дефицита реликтового излучения связано падение регистрируемого потока тормозного излучения (а на высоких частотах — потока рассеянного фонового радиоизлучения) по мере ухудшения углового разрешения телескопа. На низких частотах поток рассеянного излучения, наоборот, растет с ухудшением разрешения, особенно

сильно при наблюдении более близкого скопления. Дело в том, что 1) вклад реликтового излучения на этих частотах быстро падает, 2) на рисунке представлен поток, проинтегрированный по площади скопления, а угол интегрирования растет с увеличением отношения R_b/R_c и уменьшением z .

Из рисунка следует, что в близких скоплениях (при $z \lesssim 0.11$) на низких частотах $\nu \lesssim 500$ МГц вклад комптоновского рассеяния фонового радиоизлучения доминирует над тепловым излучением газа вне зависимости от разрешения телескопа. На частотах $500 \text{ МГц} \lesssim \nu \lesssim 1 \text{ ГГц}$ комптоновское рассеяние преобладает лишь при условии, что функция отклика телескопа охватывает протяженную область скопления ($R_b \gtrsim 1.5-2 R_c$). Причина в том, что поток тормозного излучения на этих частотах с увеличением R_b после незначительного начального роста потом уменьшается, в то время как вклад рассеяния с увеличением R_b изменяется монотонно. На частотах $\nu \gtrsim 1 \text{ ГГц}$ основной вклад в измеряемый поток радиоизлучения (избыток относительно понижения яркости реликтового излучения, связанного с его рассеянием) дает тепловое излучение газа, так как фоновое радиоизлучение ослабевает.

В то же время в далеких скоплениях ($z \gtrsim 0.3$) комптоновское рассеяние фонового радиоизлучения доминирует над тепловым излучением газа на всех рассмотренных частотах вплоть до $\nu \sim 2 \text{ ГГц}$.

РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ ГАЛАКТИК СКОПЛЕНИЙ

Галактики скопления часто обладают мощным радиоизлучением, которое может иметь сложную морфологию (например, Хилл, Лонгейр, 1971; Кучити и др., 2018), связанную с взаимодействием релятивистских струй, истекающих из галактик, и расширяющихся плазменных пузырей с окружающим межгалактическим газом, ускорением и эжекцией в окружающую среду релятивистских частиц и генерацией ими синхротронного излучения. Нерегулярности в распределении радиоизлучения наиболее характерны для взаимодействующих, сталкивающихся скоплений галактик, прежде всего они проявляются вблизи возникающих при этом ударных волн и контактных разрывов.

Неоднородность распределения синхротронного радиоизлучения скоплений может быть использована для оценки его интенсивности и корректного вычитания. Аналогично, если на момент наблюдений галактики скопления продолжают оставаться активными в радиодиапазоне, их вклад в наблюдаемое в направлении скопления повышение потока фонового радиоизлучения может быть оценен и учтен.

Эхо былой активности радиогалактик. Иное дело, если одна или несколько галактик скопления в прошлом были активны, а сейчас находятся в “выключенном” или “радиотихом” состояниях. Их радиоизлучение эпохи активности, рассеянное в горячей газе скопления, может и сейчас наблюдаться как диффузное излучение скопления, приводя к дополнительному повышению его яркости относительно фонового уровня. Дело в том, что рассеянное излучение проходит намного больший путь внутри скопления по сравнению с прямым излучением галактик и из-за больших размеров скопления (сотни парсек) приходит к нам с заметной задержкой во времени. К тому же оно более равномерно распределено по облаку межгалактического газа, чем непосредственное излучение галактик. Имея синхротронную природу, это излучение описывается степенным спектром, близким к спектру фонового радиоизлучения. Все эти факторы приводят к тому, что рассеянное излучение былой активности галактик может сильно затруднять обнаружение и идентификацию избытка фонового радиоизлучения, связанного с его рассеянием в горячей газе скопления.

В отличие от комптоновского рассеяния изотропного фонового излучения, искажения которого возникают из-за релятивистских (доплеровских) эффектов $\sim kT_e/mc^2$ диффузное излучение активных галактик определяется главным образом изменением направления движения фотонов при томсоновском рассеянии. Изменение частоты фотонов при рассеянии влияет на спектр диффузного излучения незначительно (на том же уровне $\sim kT_e/mc^2 \sim 1-2\%$, см. уравнение (4)).

В случае, если активная галактика находится в центре скопления и выключилась лишь недавно $t_{so} \ll R_c/c$, а до этого долго светила в радиодиапазоне на приблизительно одном уровне и имела степенной спектр излучения со спектральным индексом γ , интегральную, усредненную по направлениям, спектральную плотность рассеянного излучения скопления можно легко рассчитать

$$F_\nu(\nu) = F_A(\nu) \tau_c R_c^2 / d_L^2, \text{ где} \quad (13)$$

$$F_A(\nu) = \frac{L_R}{4\pi R_c^2} \left(\frac{(1-\gamma)10^{14}}{10^{(2-2\gamma)} - 10^{(2\gamma-2)}} \right) \nu_9^{-\gamma} \text{ Ян.} \quad (14)$$

Здесь ν_9 — частота в ГГц, L_R — радиосветимость галактики в эрг с^{-1} в диапазоне 10 МГц — 100 ГГц до момента выключения, а $d_L(z)$ — болометрическое расстояние, на котором она находится.

На рис. 14 представлены результаты таких расчетов, выполненных в предположении, что $\gamma = 0.4$, $L_R = 1 \times 10^{41}$ эрг с^{-1} , а скопление галактик находится на $z = 0.005$, т.е. на болометрическом

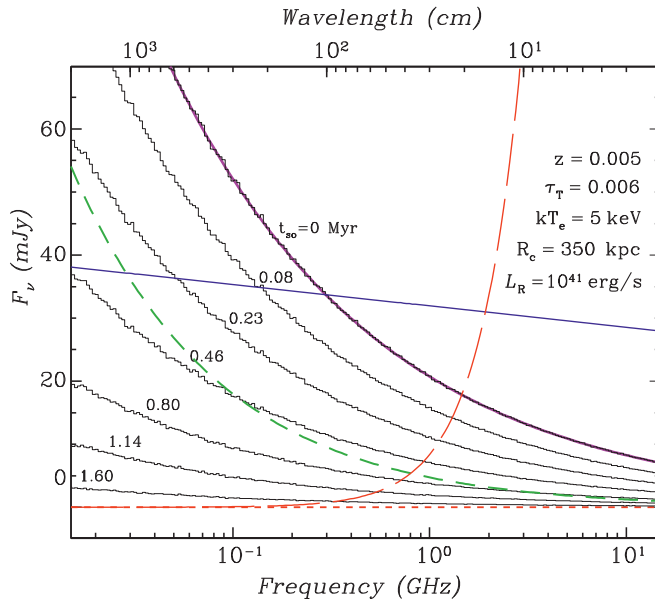


Рис. 14. Искажения спектра космического фонового радиоизлучения из-за его рассеяния на электронах горячего газа скопления галактик (зеленые штрихи), тормозного излучения этого газа (сплошная синяя линия) и рассеянного (диффузного) излучения центральной галактики (гистограммы). Красной кривой (длинные штрихи) показана абсолютная величина понижения яркости реликтового фона из-за его рассеяния в газе скопления. Всюду представлен интегральный поток излучения (от всего скопления). Предполагается, что галактика долгое время была активна в радиодиапазоне со спектральным индексом $\gamma = 0.4$ и светимостью $L_R = 1 \times 10^{41}$ эрг с^{-1} в диапазоне частот 10 МГц – 100 ГГц, но выключилась t_{so} млн. лет назад. Гистограммы получены с помощью моделирования методом Монте-Карло. Случай $t_{so} = 0$ рассчитан также аналитически (формула (13), бордовая кривая). Рассматривается близкое ($z = 0.005$) скопление с однородной плотностью изотермического ($kT_e = 5$ кэВ) газа, радиусом $R_c = 350$ кпк, с оптической толщей на луче зрения $\tau_T = 0.006$ (такое же, как на рис. 2).

расстоянии $d_L = 21.44$ Мпк (угломерном расстоянии $d_A = 21.23$ Мпк). Радиус скопления $R_c = 350$ кпк соответствует угловому размеру $\theta_c = 57'$, распределение плотности электронов считается однородным. Остальные параметры скопления взяты такими же, как на рис. 2. Модельное скопление с такими параметрами напоминает скопление в Деве (Virgo), но содержит более горячий газ.

Результат расчета по формуле (14) показан бордовой линией. Гистограммами представлены результаты аналогичных расчетов, выполненных методом Монте-Карло с использованием алгоритмов Позднякова и др. (1983). Использовался компьютерный код, разработанный нами при работе над предыдущей статьей (Гребенев, Сюняев, 2019). Видно, что аналитическая кривая прекрасно

согласуется с численным расчетом для выключения галактики в момент $t_{so} = 0$. Другие гистограммы показывают спектр диффузного излучения, который должен регистрироваться от скопления через определенное время, $t_{so} = 0.08, 0.23, 0.46, 0.80, 1.14$ и 1.60 млн. лет, после ее выключения. Отметим, что последний фотон собственного (прямого) излучения галактики покидает облако горячего газа в скоплении через $R_c/c \approx 1.14$ млн лет после ее угасания. Мы должны регистрировать спектр именно в это время. Рассеянные фотоны последних двух гистограмм проводят в облаке в два раза (и даже еще больше) времени.

На рис. 14 приведена также спектральная плотность теплового (тормозного) излучения горячего ($kT_e = 5$ кэВ) газа скопления (сплошная синяя линия) и избыточного излучения, связанного с комптоновским рассеянием фонового радиоизлучения, (зеленый штрихи). В отличие от большинства предыдущих рисунков, здесь приведены потоки от всего скопления, полученные интегрированием по его видимому телесному углу $2\pi \int_0^{R_c} \rho dr / d_A^2$. Также,

в отличие от других рисунков, здесь не было учтено понижение яркости микроволнового фонового (реликтового) излучения. Вместо этого показана абсолютная величина этого понижения (красные длинные штрихи). Ясно, что на частотах выше $\sim 1\text{--}1.5$ ГГц все избыточное излучение, связанное с былой активностью галактики, так же, как излучение, связанное с рассеянием радиофона и тормозным излучением газа скопления, полностью подавляются понижением яркости реликтового излучения. В то же время на частотах $\nu \lesssim 300$ МГц диффузное излучение недавно ($\lesssim 0.5$ млн лет назад) потухшей галактики с указанной светимостью может доминировать в избытке радиофона, регистрируемом в направлении скопления, превышая и эффект рассеяния фона, и вклад теплового излучения газа. В области частот $300 \text{ МГц} \lesssim \nu \lesssim 1.5 \text{ ГГц}$ в скоплении с выбранными параметрами газа доминирует тепловое излучение межгалактического газа.

Рисунок 14 демонстрирует, что рассеянное излучение активной в прошлом галактики скопления может оказаться серьезным препятствием на пути регистрации (точнее, отождествления) в этом направлении избытка фонового радиоизлучения, связанного с его комптоновским рассеянием на электронах горячего межгалактического газа. Конечно, рассмотренный случай предполагает, что галактика в недавнем прошлом была очень яркой в радиодиапазоне. Но для массивной центральной галактики скопления такая активность не может быть исключена.

Некоторый оптимизм вызывает тот факт, что яркость диффузного излучения в далеких скоплениях, находящихся на больших красных смещениях z , должна быть сильно ослаблена по сравнению с

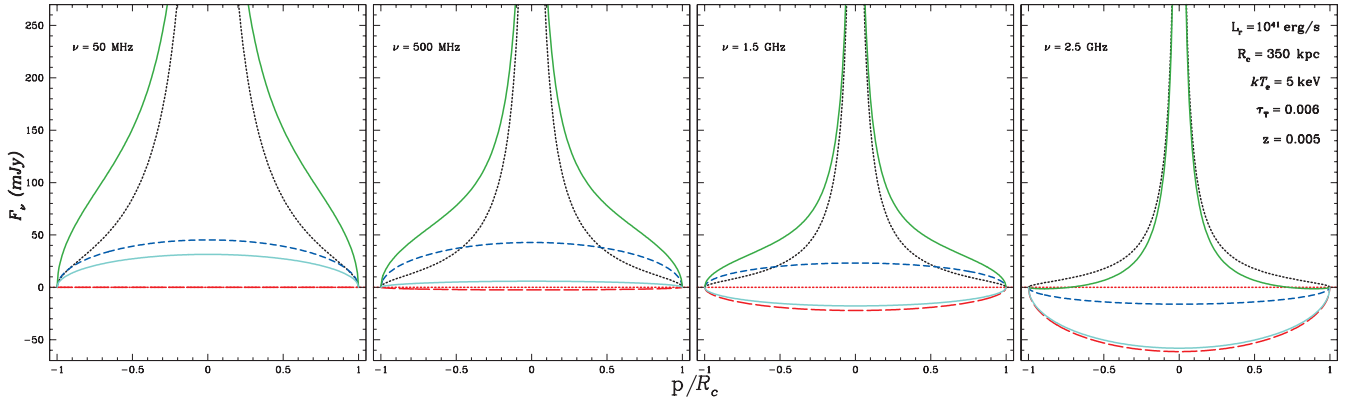


Рис. 15. Зависимость избытка космического фонового радиоизлучения в направлении скопления галактик от прицельного расстояния ρ (сплошная зеленая линия). Сплошной голубой линией показаны искажения из-за рассеяния в горячем газе скопления, короткими синими штрихами — вклад тормозного излучения газа, пунктирной черной линией — рассеянное излучение центральной галактики. Везде, кроме излучения галактики, учтено понижение яркости реликтового излучения из-за его комптоновского рассеяния (красные длинные штрихи). Считается, что галактика долгое время была активной, имела спектральный индекс $\gamma = 0.4$ и светимость $L_R = 1 \times 10^{41}$ эрг с^{-1} в диапазоне частот 10 МГц — 100 ГГц, но недавно ($t_{so} \approx 0$) выключилась. Скопление рассматривается с теми же параметрами, что и на рис. 14.

яркостью рассеянного фонового излучения (не зависящего от z). Выше было показано, как быстро уменьшается с ростом z интенсивность теплового излучения горячего газа скоплений. Проблема в том, что спектры рассеянного фонового излучения и диффузного излучения активной галактики уж очень близки по форме (зависимости от ν), и их трудно различить.

Морфология диффузного излучения радиогалактики. Определенные надежды на выявление рассеянного фонового излучения могут быть связаны с разной морфологией распределения его яркости и яркости диффузного излучения потухшей галактики в картинной плоскости скопления. В самом деле, при наблюдении скопления с однородным распределением плотности горячего газа антенной с хорошим угловым разрешением ($\ll R_c/d_A$, где d_A — угломерное расстояние до скопления) поток избытка фонового излучения, так же, как интенсивность теплового излучения газа, зависит от прицельного расстояния ρ пропорционально $(1 - \rho^2/R_c^2)^{1/2}$. Иное дело — рассеянное излучение радиогалактики, которая угасла лишь недавно.

Хотя интегральный поток рассеянного излучения набирается с радиусом (точнее с радиальной оптической толщиной, см. формулу (13)) линейно (доля рассеянного в сферическом слое на данном радиусе излучения определяется лишь его оптической толщиной $\Delta\tau_T$), интенсивность рассеянного излучения, полученная интегрированием по лучу зрения на прицельном расстоянии ρ , зависит от ρ более сложным образом:

$$F_\nu(\nu) = F_A(\nu) \frac{\tau_T R_c}{4\pi\rho} \arctg \sqrt{R_c^2 / \rho^2 - 1}, \quad (15)$$

где поток $F_A(\nu)$ определен выражением (14). Результаты расчетов по этой формуле избытка радиоизлучения в направлении скопления (по

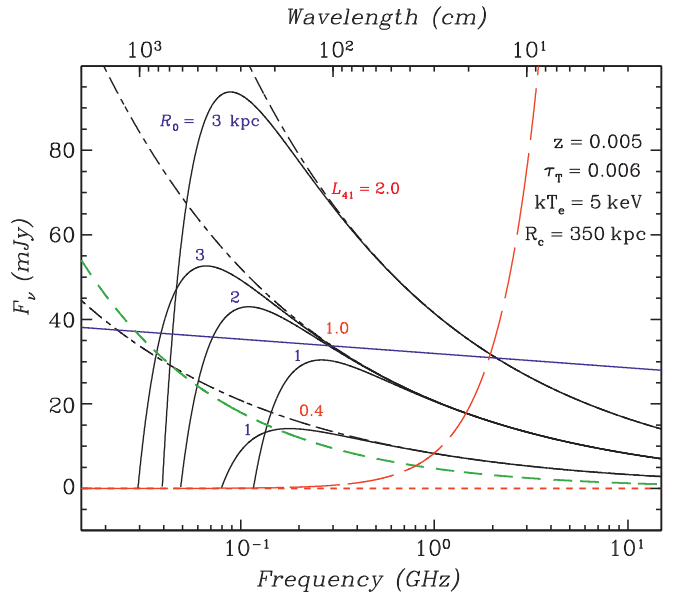


Рис. 16. То же, что на рис. 14, но для центральных галактик разной светимости в диапазоне частот 10 МГц — 100 ГГц, $L_R = L_{41} \times 10^{41}$ эрг с^{-1} , где $L_{41} = 2, 1$ или 0.4 (показано красными цифрами), выключившихся лишь недавно $t_{so} = 0$. Рассеянное в газе радиоизлучение галактик показано черными штрихпунктирными линиями. Черными сплошными линиями показано рассеянное излучение галактик с учетом индуцированного комптоновского рассеяния. Считается, что внутри радиуса $R_0 = 1-3$ кпк (синие цифры) вблизи активных ядер галактик рассеивающий газ отсутствует.

сравнению с фоновым уровнем), связанного с рассеянным излучением потухшей центральной галактики, показаны на рис. 15 в зависимости от ρ для нескольких радиочастот (пунктирные черные линии). Видно, что это излучение характеризуется мощным центральным пиком, более узким на высоких частотах $\nu \gtrsim 1$ ГГц и широким на низких $\nu \lesssim 500$ МГц. Из формулы (15) следует, что зависимость от частоты отражает просто мощность излучения галактики на данной частоте. Распределение других компонент избыточного излучения, также показанных на рисунке: тормозного излучения (синие штрихи), рассеянного излучения радифона (голубые сплошные линии), недостающего из-за рассеяния реликтового излучения (длинные красные штрихи), имеет намного более плоский и плавный характер. Все компоненты, кроме диффузного излучения галактики, отсчитываются от декремента реликтового излучения. Сплошными зелеными линиями показано распределение суммарного избыточного излучения. Замечательно, что центральный пик сохраняется на всех частотах и может быть использован для выявления рассеянного излучения недавно потухшей центральной галактики скопления (или для доказательства отсутствия такого излучения). Центральный пик излучения сохраняется и при более давнем выключении галактики, правда, при этом понижается его амплитуда, более того — вблизи центра скопления интенсивность рассеянного излучения резко падает. Это связано с тем, что фотоны прямого излучения галактики покидают эту область и уже не могут участвовать в рассеянии. Угловой радиус такой области пониженного диффузного фона очевидно равен $\theta_0 \sim ct_{\text{sc}}/d_A$. Несомненно, обнаруженные особенности морфологии диффузного излучения в скоплении сохраняются и при более реалистичном распределении плотности горячего газа, чем рассмотренное однородное распределение.

Отметим также, что, как очевидно из рис. 15, диффузное излучение недавно потухшей мощной центральной активной галактики должно поддерживать (и усиливать) гибридную форму распределения яркости радиоисточника в направлении скопления, обсуждавшегося выше в данной работе.

Индукцированное рассеяние излучения галактики. Выше (рис. 2) было показано, что искажения фонового радиоизлучения из-за индуцированного комптоновского рассеяния проявляются лишь на очень низких частотах $\nu < 5$ МГц. При рассеянии в газе скопления излучения мощной радиогалактики роль индуцированного рассеяния может заметно возрасти. Это связано с высокими интенсивностями излучения в непосредственной близости от галактики. В связи с этим, в частности, активно обсуждался вопрос о возможности нагрева газа вблизи активных ядер галактик и квазаров до квазирелятивистских температур за счет индуцированного комптоновского рассеяния их

радиоизлучения (Левич, Сюняев, 1971; Сазонов, Сюняев, 2001). Собственно искажения спектра радиоисточника из-за индуцированного рассеяния были рассмотрены в работе Сюняева (1970).

Действуя так же, как при выводе формулы (5), и вновь используя выражение (14) для определения потока $F_A(\nu)$, находим спектр рассеянного излучения недавно потухшей радиогалактики

$$F_\nu(\nu) = \frac{F_A}{3} \tau_c \frac{R_c^2}{d_L^2} \left[1 - \frac{F_A}{3} \frac{(1+\gamma) R_c^2}{m_e 10^{23} \nu^2} \left(\frac{R_c^3}{R_0^3} - 1 \right) \right]. \quad (16)$$

Здесь R_0 — радиус области, окружающей ядро радиогалактики, куда не проникает горячий межгалактический газ, и в которой поэтому не происходит индуцированное рассеяние. Результаты расчетов по этой формуле показаны на рис. 16 для того же скопления, что и на рис. 14, в разных предположениях о светимости галактики $L_R = L_{41} \times 10^{41}$ эрг с^{-1} , где $L_{41} = 2, 1$ или 0.4 , в диапазоне частот 10 МГц — 100 ГГц и радиусе R_0 . Видно, что поток рассеянного излучения центральной радиогалактики резко падает из-за индуцированного рассеяния уже на частотах ~ 50 МГц, а в ряде случаев даже на ~ 100 – 150 МГц, что открывает возможность наблюдения рассеянного фонового радиоизлучения на более низких частотах. Напомним, что индуцированное рассеяние уменьшает вклад рассеянного фонового радиоизлучения на намного более низких частотах ($\lesssim 5$ МГц, рис. 2).

Действие индуцированного рассеяния может оказаться даже более сильным — из-за рассеяния излучения радиогалактики на флуктуациях плотности электронов в газе скопления. Этот эффект приводит к уширению импульсов и быстрым вариациям интенсивности (мерцаниям) пульсаров на низких частотах и размытию их изображений на радиокартах (например, Кордс, Лацио, 1991; Бхат и др., 2004). В нашем случае важно, что рассеяние на флуктуациях электронной плотности удлинит путь фотонов, испущенных радиогалактикой, в газе скопления и повышает вероятность их индуцированного рассеяния.

Излучение релятивистских электронов. Помимо синхротронного излучения, непосредственно связанного с активностью галактик скопления, у некоторых скоплений наблюдается диффузное излучение (радиогало), объясняющееся излучением релятивистских электронов, ускоренных на ударных волнах в процессе слияния или столкновений скоплений (Брунетти и др., 2001; ван Вирен, 2019). У релаксировавших скоплений радиогало, как правило, не наблюдается (Кучити и др., 2021). Доля скоплений с радиогало составляет 20–50%, увеличиваясь с массой скопления и его красным смещением (Кассано и др., 2023). Размер гало сравним с

размером рентгеновского источника на месте скопления, т.е. с шириной профиля тормозного излучения горячего межгалактического газа.

Время жизни релятивистских электронов может достигать 10–100 млн лет, так что их излучение остается ярким заметно дольше, чем диффузное (рассеянное в скоплении) излучение галактик. Наклон спектра синхротронного излучения электронов гало, почти плоский в центре скопления ($\alpha \sim 0.2$), становится более крутым ($\alpha \sim 0.5$) на периферии (Брунетти и др., 2001).

Очевидно, что синхротронное излучение гало может стать почти непреодолимым препятствием при исследовании эффекта рассеяния фонового радиоизлучения в горячем газе скопления, поэтому имеет смысл изучать только хорошо релаксировавшие скопления, либо использовать периферийные наблюдения (искажения из-за рассеяния должны иметь больший масштаб, чем размер гало). Так же, как поток теплового тормозного излучения, поток нетеплового синхротронного (диффузного) излучения должен быстро уменьшаться с красным смещением, поэтому предпочтительнее наблюдать далекие скопления.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе исследована возможность наблюдения в направлении скоплений галактик повышения яркости фонового радиоизлучения из-за его комптоновского рассеяния на электронах горячего межгалактического газа. На частотах выше 800 МГц такое рассеяние ведет к понижению яркости реликтового излучения — эффекту, предсказанному Сюняевым, Зельдовичем (1970, 1972) и позже подтвержденному во многих наземных и космических экспериментах. В настоящее время этот эффект стал одним из основных методов наблюдательной космологии (наряду с прямыми рентгеновскими и оптическими наблюдениями и методами гравитационного линзирования). В отличие от прямых наблюдений этот эффект не зависит от расстояния, позволяя исследовать скопления на больших красных смещениях.

В последние годы, благодаря введению в строй новых высокочувствительных радиотелескопов, удалось с высокой точностью измерить и спектр космического фонового радиоизлучения на частотах от десятков МГц до нескольких ГГц. По-видимому, оно имеет синхротронное происхождение (спектр степенной), однако в целом его природа не ясна, со слабыми неразрешенными радиогалактиками удастся связать не более 25% измеренного потока излучения. Тем не менее фоновое радиоизлучение отличается высокой степенью изотропии и однородности, подобно реликтовому излучению. Встал актуальным вопрос о возможности наблюдения искажений радиофона в направлении

скоплений галактик из-за его взаимодействия с горячим межгалактическим газом. Наблюдения искажений позволили бы исследовать как скопления галактик, так и собственно свойства радиофона на больших красных смещениях.

В результате проведенных расчетов показано, что:

- 1) эффект действительно существует, и на частотах $\nu < 800$ МГц формирующееся из-за рассеяния превышение потока радиоизлучения над фоном должно с избытком компенсировать дефицит реликтового излучения;
- 2) избыток излучения вновь исчезает на частотах $\nu < 5$ МГц из-за действия индуцированного комптоновского рассеяния, уносящего фотоны вниз по оси частот;
- 3) прямому измерению комптоновского избытка излучения во многих случаях должно препятствовать собственное тепловое (тормозное) излучение горячего межгалактического газа, а также, возможно, рассеянное излучение синхротронной природы, связанное либо с былой активностью в радиодиапазоне галактик скопления (вклад их излучения на текущем уровне активности еще может быть учтен и удален), либо излучением релятивистских электронов, образовавшихся в ударных волнах при слиянии или приливном взаимодействии данного скопления с ближайшими соседями;
- 4) вклад как тормозного, так и синхротронного излучения должен быстро уменьшаться с удалением скопления (увеличением его красного смещения);
- 5) во многих близких скоплениях тормозное излучение горячего газа полностью доминирует на частотах, начиная с 10–50 МГц и до 2–6 ГГц; для разных параметров скоплений определены области частот, оптимальные для поиска и измерения комптоновского избытка потока фонового радиоизлучения; наиболее перспективными для таких наблюдений оказались массивные скопления с горячим ($kT_e \gtrsim 8$ кэВ) разреженным ($N_e \lesssim 10^{-2}$ см $^{-3}$) межгалактическим газом, находящиеся на больших ($z \gtrsim 0.5$) красных смещениях;
- 6) периферийные наблюдения богатых невозмущенных скоплений с плавно спадающим с радиусом распределением плотности имеют определенные преимущества для регистрации комптоновского избытка радиофона (из-за более быстрого падения потока тормозного радиоизлучения);
- 7) изображение скопления на радиокартах флуктуаций фона в диапазоне частот 1.0–1.5 ГГц должно принимать крайне необычный (“гибридный”) вид яркого источника в центре (связанного с избыточным излучением

тормозной природы), окруженного кольцевой теневой областью (областью дефицита реликтового излучения из-за рассеяния); на более низких частотах источник в направлении скопления имеет уже обычный (“позитивный”) вид сначала из-за роста интенсивности тормозного излучения, затем из-за избытка радиофона благодаря его рассеянию в газе скопления; на более высоких частотах на месте скопления появляется теневой (“отрицательный”) источник (“дырка” в фоне) из-за дефицита реликтового излучения, связанного с рассеянием на электронах;

- 8) переход вблизи частоты 217 ГГц от “отрицательного” источника на картах флуктуаций реликтового фонового излучения (из-за ухода фотонов вверх по оси частот при рассеянии в газе скопления) к “положительному” (из-за приходящих в область $\nu > 217$ ГГц рассеянных фотонов) также сопровождается появлением “гибридного” источника на месте скопления с ярким пиком тормозного излучения, поднимающегося из центра широкой комптоновской ямы;
- 9) присутствие в скоплении активных в прошлом радиогалактик может дополнительно усложнить наблюдения избытка фонового радиоизлучения из-за его комптоновского рассеяния: их синхротронное излучение, рассеянное в межгалактическом газе, проходит заметно более долгий путь (из-за гигантских размеров скопления — сотни парсек) и приходит с заметной задержкой; важно именно рассеянное излучение, поскольку вклад текущего излучения галактик в общий поток радиоизлучения скопления еще может быть рассчитан и учтен; рассеянное излучение имеет синхротронную природу и степенной спектр, близкий спектру фонового излучения;
- 10) измерение избытка фонового радиоизлучения, связанного с рассеянием, возможно, если светимость радиогалактик скопления и время, прошедшее после их выключения, удовлетворяют некоторым ограничениям; получены их оценки, в том числе с использованием метода Монте-Карло; показано, что диффузное излучение галактик подавляется из-за индуцированного комптоновского рассеяния при $\nu < 50\text{--}100$ МГц, что открывает возможность для беспрепятственного наблюдения искажений из-за рассеяния в космическом радиофоне на этих частотах;
- 11) морфология рассеянного излучения радиогалактик сильно отличается как от пологого распределения рассеянного излучения радиофона, так и от распределения тормозного излучения горячего газа скопления, это может быть использовано для отождествления

зарегистрированного в направлении скопления избытка радиоизлучения.

В заключение отметим, что наблюдаемое как гигантское радиогало диффузное синхротронное излучение релятивистских электронов в газе скопления, образованных, вероятно, в процессе слияния или приливного воздействия на скопление со стороны его соседей, может быть наиболее серьезным препятствием на пути регистрации комптоновского избытка радиофона. Для регистрации избытка необходимо использовать хорошо релаксировавшие скопления, у которых радиогало, как правило, не наблюдается, и, желательно, — скопления на достаточно больших красных смещениях, так как интенсивность синхротронного излучения быстро падает с z .

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят за полезные замечания С.А. Трушкина и Е.М. Чуразова.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Участие С.А. Гребенева в данном исследовании поддержано Фондом развития теоретической физики и математики “БАЗИС”, грант 22-1-1-57-1 программы “Ведущий ученый (Теоретическая физика)”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Абазажян и др. (K. Abazajian, G. Addison, P. Adshad, Z. Ahmed, S.W. Allen, D. Alonso, M. Alvarez, A. Anderson, et al.), arXiv:1907.04473 (2019).
2. Аде и др. (P. Ade, J. Aguirre, Z. Ahmed, S. Aiola, A. Ali, D. Alonso, M.A. Alvarez, K. Arnold, et al.), J. Cosm. Astropart. Phys. **02**, 056 (2019).
3. Амири и др. (CHIME/Pulsar Collaboration: M. Amiri, K.M. Bandura, P.J. Boyle, C. Brar, J.-F. Cliche, K. Crowter, D. Cubranic, P. B. Demorest, et al.), Astrophys. J. Suppl. Ser. **255**, 5 (2021).
4. Арно (M. Arnaud), Astron. Astrophys. **500**, 103 (2009).
5. Биркиншоу (M. Birkinshaw), Phys. Rep. **310**, 97 (1999).
6. Блим и др. (L.E. Bleem, B. Stalder, T. de Haan, K.A. Aird, S.W. Allen, D.E. Applegate, M.L.N. Ashby, M. Bautz, et al.), Astrophys. J. Suppl. Ser. **216**, 27 (2015).
7. Блим и др. (L.E. Bleem, S. Bocquet, B. Stalder, M.D. Gladders, P.A. R. Ade, S.W. Allen, A.J. Anderson, J. Annis, et al.), Astrophys. J. Suppl. Ser. **247**, 25 (2020).
8. Брунетти и др. (G. Brunetti, G. Setti, L. Feretti, G. Giovannini), MNRAS **320**, 365 (2001).

9. Бхат и др. (N.D.R. Bhat, J.M. Cordes, F. Camilo, D.J. Nice, D.R. Lorimer), *Astrophys. J.* **605**, 759 (2004).
10. Бэкон и др. (Square Kilometre Array Cosmology Science Working Group: D.J. Bacon, R.A. Battye, P. Bull, S. Camera, P.G. Ferreira, I. Harrison, D. Parkinson, A. Pourtsidou, et al.), *Publ. Astron. Soc. Austral.* **37**, 7 (2020).
11. ван Вирен и др. (R. J. van Weeren, F. de Gasperin, H. Akamatsu, M. Bruggen, L. Feretti, H. Kang, A. Stroe, F. Zandanel), *Space Sci. Rev.* **215**, 16 (2019).
12. Вентури и др. (T. Venturi, S. Giacintucci, D. Dallacasa, R. Cassano, G. Brunetti, S. Bardelli, G. Setti), *Astron. Astrophys.* **484**, 327 (2008).
13. Вилльямсон и др. (R. Williamson, B.A. Benson, F.W. High, K. Vanderlinde, P.A.R. Ade, K.A. Aird, K. Andersson, R. Armstrong, et al.), *Astrophys. J.* **738**, 139 (2011).
14. Ву и др. (F. Wu, J. Li, S. Zuo, X. Chen, S. Das, J.P. Marriner, T. M. Oxholm, A. Phan, et al.), *MNRAS* **506**, 3455 (2021).
15. Гребенев С.А., Сюняев Р.А., Письма в Астрон. журн. **45**, 835 (2019) [S.A. Grebenev, R.A. Sunyaev, *Astron. Lett.* **45**, 791 (2019)].
16. Гребенев, Сюняев (S.A. Grebenev, R.A. Sunyaev), *J. Cosm. Astroph. Phys.*, submitted (2024).
17. Давел, Тайлор (J. Dowell, G.B. Taylor), *Astrophys. J.*, **858**, L9 (2018).
18. Джонас и др. (J. Jonas, and MeerKAT Team), *Proc. "MeerKAT Science: On the Pathway to the SKA" (Stellenbosch, South Africa)*, 1 (2016).
19. Джонс, Форман (C. Jones, W. Forman), *Astrophys. J.* **276**, 38 (1984).
20. Ди Масколо (DiMascolo), PhD Thesis, Ludwig-Maximilian University (2020).
21. Доусон и др. (K.S. Dawson, W.L. Holzapfel, J.E. Carlstrom, M. Joy, S.J. LaRoque, A.D. Miller, D. Nagai), *Astrophys. J.* **581**, 86 (2002).
22. Зельдович Я.Б., Новиков И.Д., *Строение и эволюция Вселенной*, М.: Наука (1975).
23. Зельдович Я.Б., Сюняев Р.А., *Астрофизика и космическая физика* (ред. Р.А. Сюняев М.: Наука/Физматлит, с. 9 (1982).
24. Кавальери, Фуско-Фемиано (A. Cavaliere, R. Fusco-Femiano), *Astron. Astrophys.* **49**, 137 (1976).
25. Камерун (A.G. W. Cameron), в "Ядерная астрофизика" (ред. Ч. Барнс, Д. Клейтон, Д. Шрамм, пер. под ред. А.Г. Мясевич), с. 33) 1986 [in "Essays in Nuclear Astrophysics. Presented to William A. Fowler" (eds. C.A. Barnes, D.D. Clayton, D.N. Schramm), Cambridge Univ. Press, p. 23 (1982)].
26. Канден и др. (J.J. Condon, W.D. Cotton, E.B. Fomalont, K.I. Kellermann, N. Miller, R.A. Perley, D. Scott, T. Vernstrom, J.V. Wall), *Astrophys. J.* **758**, 23 (2012).
27. Карлстром и др. (J.E. Carlstrom, G.P. Reese, D. Erik), *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **40**, 643 (2002).
28. Кассано и др. (R. Cassano, V. Cuciti, G. Brunetti, A. Botteon, M. Rossetti, L. Bruno, A. Simionescu, F. Gastaldello, et al.), *Astron. Astrophys.* **672**, A43 (2023).
29. Коллаборация PLANCK (Planck Collaboration: P.A.R. Ade, N. Aghanim, C. Armitage-Caplan, M. Arnaud, M. Ashdown, F. Atrio-Barandela, J. Aumont, H. Aussel, et al.), *Astron. Astrophys.* **571**, id. A29 (2014).
30. Коллаборация PLANCK (Planck Collaboration: P.A.R. Ade, N. Aghanim, C. Armitage-Caplan, M. Arnaud, M. Ashdown, F. Atrio-Barandela, J. Aumont, H. Aussel, et al.), *Astron. Astrophys.* **581**, id. A14 (2015).
31. Коллаборация PLANCK (Planck Collaboration: P.A.R. Ade, N. Aghanim, M. Arnaud, M. Ashdown, J. Aumont, C. Baccigalupi, A.J. Banday, R.B. Barreiro, et al.), *Astron. Astrophys.* **594**, id. A27 (2016).
32. Компанец А.С., *Журн. Эксп. Теор. Физ.* **31**, 876 (1956) [Kompaneets, A. S., *Sov. Phys. JETP* **4**, 730 (1957)].
33. Кордс, Лацио (J.M. Cordes, T.J. Lazio), *Astrophys. J.* **376**, 123 (1991).
34. Курей (A. Cooray), *Phys. Rev. D* **73**, 103001 (2006).
35. Кучити и др. (V. Cuciti, G. Brunetti, R. van Weeren, A. Bonafede, D. Dallacasa, R. Cassano, T. Venturi, R. Kale), *Astron. Astrophys.* **609**, A61 (2018).
36. Кучити и др. (V. Cuciti, R. Cassano, G. Brunetti, D. Dallacasa, R.J. vanWeeren, S. Giacintucci, A. Bonafede, F. de Gasperin, et al.), *Astron. Astrophys.* **647**, A50 (2021).
37. Е.В. Левич, Р.А. Сюняев, *Астрон. журн.* **48**, 461 (1971) [E. V. Levich, R.A. Sunyaev, *Sov. Astron.* **15**, 363 (1971)].
38. Ленг К. "Астрофизические формулы (руководство для физиков и астрофизиков)" (ред. пер. Л.А. Покровский, В.Л. Хохлова), Мир: М., том **1**, с. 68 (1978) [K.R. Lang "Astrophysical formulae (A Compendium for the Physicist and Astrophysicist)", Springer-Verlag (1974)].
39. Ли и др. (E. Lee, J. Chluba, and G.P. Holder), *MNRAS* **512**, 5153L (2022).
40. Маеда и др. (K. Maeda, H. Alvarez, J. Aparici, J. May, P. Reich), *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **140**, 145 (1999).
41. Мрочковский и др. (T. Mroczkowski, D. Nagai, K. Basu, J. Chluba, J. Sayers, R. Adam, E. Churazov, A. Crites, et al.), *Space Sci. Rev.* **215**, 17 (2019).
42. Поздняков Л.А., Соболев И.М., Сюняев Р.А., *Итоги науки и техники (сер. Астрономия)* (М.:

- ВИНИТИ, 1982), т. 21, с. 238 [L. A. Pozdnyakov, I. M. Sobol', and R. A. Syunyaev, *Sov. Sci. Rev., Sec. E: Astrophys. Space Phys. Rev.* 2, 189 (1983)].
43. Райх и др. (P. Reich, J.C. Testori, W. Reich), *Astron. Astrophys.* **376**, 861 (2001).
44. Ремазейл и др. (M. Remazeilles, C. Dickinson, A.J. Bandy, M.-A. Bigot-Sazy, T. Ghosh), *MNRAS* **451**, 4311 (2015).
45. Роджер и др. (R.S. Roger, C.H. Costain, T.L. Landecker, C.M. Swardlyk), *Astron. Astrophys.* **137**, 7 (1999).
46. Сабир и др. (A. Sabyr, J.C. Hill, B. Boliet), *Phys. Rev. D* **106**, 023529 (2022).
47. Сазонов С.Ю., Сюняев Р.А., Письма в Астрон. журн. **27**, 563 (2001) [S.Yu. Sazonov, R.A. Sunyaev, *Astron. Lett.* **27**, 481 (2001)].
48. Сейферт и др. (M. Seiffert, D.J. Fixsen, A. Kogut, S.M. Levin, M. Limon, P.M. Lubin, P. Mirel, J. Singal, et al.), *Astrophys. J.* **734**, 6 (2011).
49. Сехгал и др. (N. Sehgal, S. Aiola, Y. Akrami, K. Basu, M. Boylan-Kolchin, S. Bryan, C. M. Casey, S. Clesse, et al.), *BAAS* **51**, 6 (2019).
50. Сингал и др. (J. Singal, N. Fornengo, M. Regis, G. Bernardi, D. Bordenave, E. Branchini, N. Cappelluti, A. Caputo, et al.), *PASP* **135**, 1045, id.036001 (2023).
51. Сюняев (R.A. Sunyaev), *Astrophys. Lett.* **7**, 19 (1970).
52. Сюняев Р.А., Письма в Астрон. журн. **6**, 387 (1980) [R.A. Sunyaev, *Sov. Astron. Lett.* **6**, 213 (1980)].
53. Сюняев, Зельдович (R.A. Sunyaev, Ya.B. Zel'dovich), *Astrophys. Sp. Sci.* **7,3** (1970).
54. Сюняев, Зельдович (R.A. Sunyaev, Ya.B. Zel'dovich), *Comm. Astrophys. Sp. Phys.* **4**, 173 (1972).
55. Сюняев, Зельдович, (R.A. Sunyaev, Ya.B. Zel'dovich), *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **18**, 537 (1980).
56. Сюняев, Зельдович, (R.A. Syunyaev, Ya.B. Zel'dovich), *Sov. Sci. Rev., Sec. E: Astrophys. and Space Phys. Rev.*, **1**, 1 (1981).
57. Фиксен и др. (D.J. Fixsen, A. Kogut, S. Levin, M. Limon, P. Lubin, P. Mirel, M. Seiffert, J. Singal, et al.), *Astrophys. J.* **734**, 5 (2011).
58. де Хаан и др. (T. de Haan, B.A. Benson, L.E. Bleem, S.W. Allen, D.E. Applegate, M.L.N. Ashby, M. Bautz, M. Bayliss, et al.), *Astrophys. J.* **832**, 95 (2016).
59. ван Хаарлем и др. (M.P. van Haarlem, M.W. Wise, A.W. Gunst, G. Heald, J.P. McKean, J.W.T. Hessels, A.G. de Bruyn, R. Nijboer, et al.), *Astron. Astrophys.* **556**, A2 (2013).
60. Хазелфилд и др. (M. Hasselfield, M. Hilton, T.A. Marriage, G.E. Addison, L.F. Barrientos, N. Battaglia, E. S. Battistelli, J.R. Bond, et al.), *JCAP* **07**, 008 (2013).
61. Хардкастл и др. (M.J. Hardcastle, T.W. Shimwell, C. Tasse, P.N. Best, A. Drabent, M.J. Jarvis, I. Prandoni, H.J.A. Röttgering, et al.), *Astron. Astrophys.* **648**, 10 (2021).
62. Хилл, Лонгейр (J.M. Hill, M.S. Longair), *MNRAS* **154**, 125 (1971).
63. Хилтон и др. (M. Hilton, C. Sifon, S. Naess, M. Madhavacheril, M. Oguri, E. Rozo, E. Rykoff, T. M. C. Abbott, et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **253**, 3 (2021).
64. Холдер, Хлуба (G.P. Holder, J. Chluba), *Astrophys. J.*, arXiv:2110.08373 (2021).
65. Хотан и др. (A.W. Hotan, J.D. Bunton, A.P. Chippendale, M. Whiting, J. Tuthill, V.A. Moss, D. Mc Connell, S.W. Amy, et al.), *Publ. Astron. Soc. Austral.* **38**, 9 (2021).

АННИГИЛЯЦИЯ ПОЗИТРОНОВ ИЗ ДЖЕТОВ АЯГ КАК ВОЗМОЖНЫЙ ИСТОЧНИК КОСМИЧЕСКОГО ГАММА-ФОНА НА ЭНЕРГИЯХ ДО 511 КЭВ

© 2024 г. Б. А. Низамов^{1, *}, М. С. Пширков^{1, 2, 3}

¹Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

²Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

³Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Пушчинская радиоастрономическая
обсерватория АКЦ ФИАН, Пушкино, Россия

Поступила в редакцию 12.12.2023 г.

После доработки 27.02.2024 г.; принята к публикации 27.02.2024 г.

Происхождение диффузного гамма-фона в диапазоне от сотен кэВ до нескольких МэВ окончательно не известно. На основе существующих моделей и наблюдений считается, что, по крайней мере частично, этот фон формируется блазарами и остатками сверхновых (СН) типа Ia в далеких галактиках, однако этих вкладов скорее всего недостаточно для объяснения всего наблюдаемого потока. В данной работе мы предлагаем еще один источник, который может вносить вклад в этот фон, а именно джеты активных ядер галактик (АЯГ). Состав этих джетов неизвестен, но есть наблюдательные указания на то, что доля позитронов в них значительна. Позитроны частично выносятся в межгалактическую среду, а частично смешиваются с околосгалактической средой и сравнительно быстро аннигилируют в ней. Используя функцию светимости АЯГ, мы оценили скорость производства позитронов и вклад аннигиляции позитронов в космический фон ниже 511 кэВ. Мы также оценили аналогичный вклад аннигиляции позитронов в остатках СН Ia в далеких галактиках. Вклад АЯГ оценивается в 5–10 раз меньшим, чем наблюдаемая интенсивность фона, а вклад СН меньше еще на порядок. Тем не менее, вклад АЯГ оказался больше, чем вклад блазаров, оцененный по наблюдениям *Swift*-BAT и *Fermi*-LAT. Основной неопределенностью в нашей модели является доля позитронов, остающихся в околосгалактической среде, что делает нашу оценку верхним пределом.

Ключевые слова: активные ядра галактик, космическое фоновое гамма-излучение.

DOI: 10.31857/S0320010824030028, **EDN:** NSGDSL

ВВЕДЕНИЕ

Изотропный электромагнитный фон в диапазоне МэВ–ГэВ — это проявление высокоэнергетических процессов во Вселенной. Понимание состава этого фона не только помогает раскрыть детали происходящих физических процессов, но и необходимо для изучения компактных источников, где важно отделить вклад от фона. За годы исследований в качестве источников гамма-фона были предложены различные типы объектов (см. обзор (Форнаса и Санчес-Конде, 2015) и рис. 9 в (Фукава и др., 2022)). Гилли и др. (2007) по данным наблюдений *XMM-Newton* и *Chandra* ниже 10 кэВ и теоретических сведений о спектрах активных ядер галактик (АЯГ) в широком диапазоне энергий показали, что рентгеновское излучение АЯГ может объяснить гамма-фон вплоть до ~100 кэВ. Кроме того, радиокварзары с плоским спектром (далее для

краткости просто квазары), наблюдаемые *Swift*/BAT могут дать до 100% гамма-фона на энергиях около МэВ (Аджелло и др., 2009). Однако Аджелло и др. (2012) обнаружили, что квазары, наблюдаемые *Fermi*-LAT, могут обеспечить только ~30% гамма-фона в том же диапазоне.

Другой возможный вклад на ~1 МэВ вносят взрывы сверхновых (СН), в основном СН Ia. В течение многих лет их вклад оценивался различными исследователями, несмотря на значительные трудности, связанные с плохим знанием темпа вспышек СН Ia на больших красных смещениях ($\gtrsim 1.5$), и различия в моделях самих взрывов СН. Среди последних работ по этой теме Хориучи и Биком (2010) обнаружили, что интенсивность на энергии МэВ от СН Ia почти на порядок меньше, чем наблюдаемый фон. Позже Руис-Лапуэнте и др. (2016) провели новый анализ, в котором было показано, что сверхновые типа Ia обеспечивают в указанном диапазоне от одной трети до половины фона.

* Электронный адрес: nizamov@physics.msu.ru

Гамма-фон может порождаться космическими лучами в далеких галактиках, как было предложено в статье (Лацки и др., 2014). Авторы рассмотрели нормальные и звездообразующие галактики и обнаружили, что космические лучи в них могут порождать большую долю гамма-фона на энергиях порядка ГэВ, но их вклад на энергиях порядка МэВ очень мал.

В контексте АЯГ обычно предполагается, что гамма-излучение обусловлено обратным комптоновским рассеянием. Другая возможность была выдвинута в работе (Фурланетто и Леб, 2002): гамма-лучи могут возникать в результате аннигиляции позитронов, содержащихся в джете АЯГ. Фурланетто и Леб (2002) предположили, что такие позитроны уходят в межгалактическую среду (МГС) и аннигилируют там с электронами горячего газа. Авторы не рассматривали этот процесс как вклад в гамма-фон, они только предсказали соответствующий поток гамма-излучения от скопления Девы. В настоящей работе мы исследуем аналогичную возможность, а именно, что позитроны, содержащиеся в джете АЯГ, не уходят в МГС, а остаются в газовом гало родительской галактики, впоследствии аннигилируя с электронами в нем. Это продолжение нашей предыдущей работы (Низамов и Пширков, 2023) (Статья I), где мы применили эту идею к отдельной галактике М31. В предположении, что в прошлом в ней находилось АЯГ, мы рассчитали поток фотонов 511 кэВ, возникающих в результате аннигиляции позитронов, накопленных в газовом гало за время жизни галактики. Полученный поток оказался порядка порога чувствительности *INTEGRAL* для точечных источников. Однако этот источник должен занимать на небе около 1° , что может затруднить обнаружение. В настоящей работе мы применяем ту же идею ко всей популяции АЯГ во Вселенной, чтобы оценить потенциальный вклад описанного процесса в гамма-фон на энергиях до 511 кэВ. Мы работаем в рамках Λ CDM-космологии с $\Omega_m = 0.3$, $\Omega_\Lambda = 0.7$.

ПРОИЗВОДСТВО ПОЗИТРОНОВ В ОТДЕЛЬНОЙ ГАЛАКТИКЕ

При вычислении производства позитронов в отдельном АЯГ мы следуем Статье I. Расчет основан на идее, что джет состоит из протонов, электронов и позитронов (и, возможно, ионов, но мы их не учитываем). Предполагается, что кинетическая энергия джета содержится в протонах (Гизеллини и др., 2014). Основным аргументом в пользу этого является то, что чисто электронно-позитронный джет должен очень быстро останавливаться из-за эффекта “комптоновской ракеты”. С другой стороны, есть указания на то, что позитронная популяция также должна присутствовать. Например, это позволило бы согласовать оценки энергии

джета, полученные разными методами (Пьянка и др., 2017).

Для получения скорости производства позитронов мы используем статистические соотношения, приведенные Гизеллини и др. (2014), которые обнаружили, что полная мощность джета в среднем близка к полной мощности аккреции: $P_j = \eta \dot{M}_{\text{acc}} c^2$ с коэффициентом $\eta \sim 1$, представляющим эффективность передачи энергии от аккрецирующего вещества к джету. Оказалось, что радиационная мощность джета P_{rad} примерно на порядок меньше полной мощности. Авторы утверждают, что в полной мощности доминирует кинетическая энергия протонов в джете. Они предположили, что, помимо излучения и магнитного поля, джет состоит только из электронов и протонов (позитронов нет). Далее, все электроны участвуют в излучении, и на каждый электрон приходится один протон. Когда мы допускаем наличие пар в джете, так что на каждый протон приходится n_{pair} позитронов, кинетическая мощность, оцененная по излучению, уменьшается в $2n_{\text{pair}}$ раз, поскольку число протонов на лептон уменьшается во столько же раз, так что $P_j = \eta \dot{M}_{\text{acc}} c^2 / 2n_{\text{pair}}$. С другой стороны, кинетическая мощность джета равна полной энергии протонов, проходящих через поперечное сечение джета в единицу времени: $P_j = \dot{N}_p \Gamma m_p c^2$, где Γ — лоренц-фактор джета. Из последних двух уравнений, с учетом, что $\dot{N}_+ = n_{\text{pair}} \dot{N}_p$, следует, что

$$\dot{N}_+ = \frac{\eta \dot{M}_{\text{acc}}}{2\Gamma m_p}. \quad (1)$$

Отметим, что приведенные выше рассуждения справедливы для n_{pair} меньше 10–15, поскольку при больших n_{pair} протоны уже не доминируют в мощности джета. Тем не менее, значения n_{pair} , встречающиеся в литературе, обычно меньше 20. Отметим также, что приведенное выше выражение позволяет в принципе вывести скорость производства позитронов. В сочетании с полным содержанием лептонов из моделирования спектров оно может дать оценку относительного содержания позитронов в джете. Конечно, чтобы такой расчет был возможным, сигнал от аннигиляции позитронов должен быть детектируемым. Для лоренц-фактора джета мы принимаем значение 10, которое обычно встречается в статистических исследованиях и моделировании блазаров (Саволайнен и др., 2010; Гизеллини и Тавеккио, 2015; Эрве и др., 2016). Отметим также, что фактор η может быть разным для разных объектов, но нас интересует вклад от всей популяции АЯГ, а статистически этот фактор близок к 1 (Гизеллини и др., 2014).

В Статье I мы попытались оценить $\dot{N}_+$ для отдельной галактики (М31) в различные эпохи. Для этого нам пришлось решать уравнение непрерывности для функции распределения масс

сверхмассивных черных дыр (СМЧД) и отождествить эволюцию СМЧД в М31 с усредненной эволюцией, поскольку невозможно надежно восстановить эту временную эволюцию для отдельного объекта. В настоящей же работе мы рассчитываем производство позитронов для всей популяции АЯГ во Вселенной, используя их функцию светимости из (Уэда и др., 2003). В этом случае мы, очевидно, знаем светимость АЯГ и можем связать ее с темпом аккреции вещества через параметр радиационной эффективности ε : $L = \varepsilon \dot{M}_{\text{acc}} c^2$. Мы принимаем $\varepsilon = 0.1$ (Маркони и др., 2004; Мерлони и Хайнц, 2008). Теперь формула (1) принимает вид

$$\dot{N}_+(t) = \frac{\eta \int L \phi(L, t) d \log L}{2 \varepsilon c^2 \Gamma m_p}, \quad (2)$$

где $\phi(L, t)$ — функция светимости АЯГ в эпоху t , а L — болометрическая светимость АЯГ.

Чтобы эффективно аннигилировать, позитроны должны замедлиться от релятивистских до тепловых скоростей. Ниже 1 ГэВ основным механизмом потери энергии позитронов в космических лучах являются кулоновские столкновения (Прантзос и др., 2011). Однако вещество джета подвержено адиабатическому охлаждению, которое влияет на энергию позитронов гораздо сильнее, чем столкновения. Адиабатические потери можно выразить следующим образом (Мэтьюс и Шоер, 1990):

$$-\frac{d\gamma}{dt} = \frac{\gamma}{R} \frac{dR}{dt}, \quad (3)$$

где γ — лоренц-фактор частицы, R — коэффициент расширения источника (т.е. $R \equiv 1$ в начале расширения). Следовательно, в отсутствие дополнительного притока энергия частицы уменьшается пропорционально расширению. Из наблюдений за радиополостью в 3C 84 с помощью интерферометра VSOP (Асада и др., 2006) возраст полости на 2001 год оценен в ~ 45 лет, а также показано, что она удвоила свой размер примерно за 25 лет. Численное моделирование радиополостей показывает, что их размер может увеличиваться на порядки за десятки миллионов лет (Хардкасл, 2018; Тернер и др., 2023). С другой стороны, кулоновские столкновения требуют порядка 10^9 лет для замедления позитрона с энергией $\sim$ ГэВ, а время аннигиляции еще больше (см. Статью I). Таким образом, мы приходим к выводу, что временем торможения можно пренебречь, и предполагаем, что аннигиляция начинается сразу после рождения позитронов.

Сигнал аннигиляции от каждого АЯГ зависит от количества накопленных позитронов на данном красном смещении, поэтому нам необходимо рассчитать это количество с самой ранней эпохи до настоящего момента. Для этого мы используем уравнение (16) из Статьи I:

$$\frac{dN_+(t)}{dt} = \dot{N}_+(t - t_{\text{br}}) - n N_+(t) (\langle \sigma_a v \rangle + \langle \sigma_r v \rangle), \quad (4)$$

где $\dot{N}_+$ теперь берется из уравнения (1), n — плотность нерелятивистских электронов в гало, $\langle \sigma_a v \rangle$ и $\langle \sigma_r v \rangle$ — соответственно скорость прямой аннигиляции и скорость аннигиляции в результате образования позитрония, t_{br} — время торможения позитрона, которое мы приняли равным 0. Мы попробовали два значения температуры, 10^6 и 10^5 К, и одно значение плотности, 10^{-4} см^{-3} . Решив последнее уравнение, мы получим сопутствующую плотность позитронов как функцию времени или красного смещения. Заметим, что $N_+(t)$ было безразмерным в Статье I, потому что отнеслось к полному числу позитронов в гало. Теперь эта величина имеет размерность см^{-3} и относится к средней сопутствующей плотности позитронов. Полученное значение $N_+(z)$ для двух принятых значений температуры гало показано на рис. 1.

Позитроны аннигилируют в результате столкновений с электронами газового гало посредством двух процессов: прямой аннигиляции и образования позитрония. Позитроний распадается на два фотона с энергией 511 кэВ или три фотона с различными энергиями ниже 511 кэВ, причем вероятности этих двух процессов составляют, соответственно, 1/4 и 3/4. Таким образом, сопутствующая плотность темпа производства фотонов с энергией 511 кэВ составляет

$$\varepsilon_{2\text{phot}}(z) = 2n N_+(z) \left(\langle \sigma_a v \rangle + \frac{1}{4} \langle \sigma_r v \rangle \right), \quad (5)$$

где n — плотность газового гало, а множитель 1/4 учитывает, что только одна четвертая часть

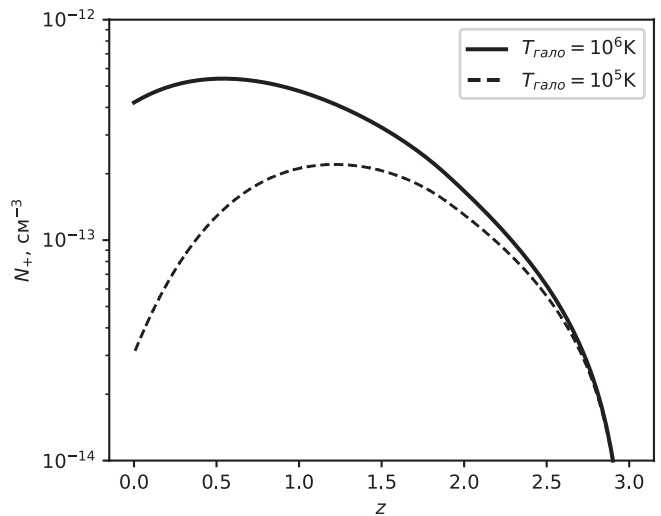


Рис. 1. Средняя сопутствующая плотность позитронов.

позитрония распадается на два гамма-кванта¹. Аналогично, для трехфотонного распада сопутствующая плотность темпа производства составляет²

$$\epsilon_{3\text{phot}}(z) = \frac{3}{4} n N_+(z) \langle \sigma_r v \rangle. \quad (6)$$

ИНТЕГРИРОВАНИЕ ПО ПОПУЛЯЦИИ АЯГ

Чтобы получить интенсивность излучения источников с известным распределением по красным смещениям, воспользуемся уравнением (4) в (Сазонов и др., 2004):

$$I_\epsilon = \frac{c}{4\pi H_0} \int \frac{L[(1+z)\epsilon, z] dz}{(1+z)E(z)}. \quad (7)$$

Здесь I_ϵ — интенсивность в эрг/см²/с/ср/эрг, ϵ — энергия фотона в системе координат наблюдателя, L — плотность светимости источников в эрг/см³, $E(z) = \sqrt{\Omega_m(1+z)^3 + \Omega_\Lambda}$. В случае двухфотонной аннигиляции светимость является монохроматической и равна $L(\epsilon, z) = \epsilon_0 \epsilon_{2\text{phot}}(z) \delta(\epsilon - \epsilon_0)$, где $\epsilon_0 = 511$ кэВ. Подставляя это в уравнение (7), получаем

$$\begin{aligned} I_\epsilon &= \frac{c\epsilon_0}{4\pi H_0} \int \frac{\epsilon(z) \delta[(1+z)\epsilon - \epsilon_0, z] dz}{(1+z)E(z)} = \\ &= \frac{c\epsilon_0}{4\pi H_0} \int \frac{\epsilon(z) \delta[(1+z)\epsilon - \epsilon_0, z] d(1+z)\epsilon}{\epsilon(1+z)E(z)} = \\ &= \frac{c\epsilon_0}{4\pi H_0} \frac{\epsilon(z)}{\epsilon(1+z)E(z)} \Big|_{(1+z)\epsilon = \epsilon_0} = \\ &= \frac{c\epsilon_0}{4\pi H_0} \frac{\epsilon\left(\frac{\epsilon_0}{\epsilon} - 1\right)}{\epsilon \frac{\epsilon_0}{\epsilon} E\left(\frac{\epsilon_0}{\epsilon} - 1\right)} = \frac{c}{4\pi H_0} \frac{\epsilon\left(\frac{\epsilon_0}{\epsilon} - 1\right)}{E\left(\frac{\epsilon_0}{\epsilon} - 1\right)}. \end{aligned} \quad (8)$$

В случае трехфотонного распада позитрония светимость имеет вид $L(\epsilon, z) = \epsilon \epsilon_{3\text{phot}}(z) \phi(\epsilon)$, где $\phi(\epsilon)$ — спектр трехфотонного распада (Ор и Пауэлл, 1949). Результирующий спектр аннигиляции является суммой двух компонент; он показан

¹ Заметим, что n — это физическая плотность, а N_+ — сопутствующая плотность. Ее следует преобразовать в физическую плотность путем умножения на $(1+z)^3$. Однако в этом случае уравнение (7) тоже меняется: в интеграле появляется множитель $(1+z)^{-3}$. Таким образом, результат остается прежним.

² Хотя в этом процессе рождается три фотона, множителя 3 здесь нет, поскольку он учтен в спектре распада, который нормирован так, что $\int \frac{dN}{dE} dE = 3$.

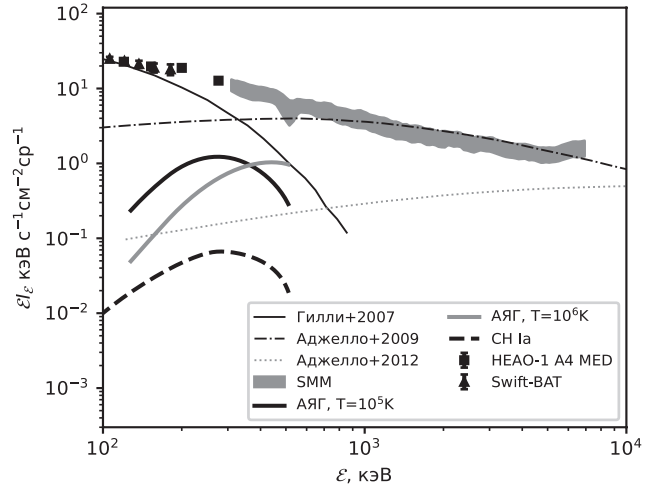


Рис. 2. Спектр диффузного гамма-фона. Наблюдательные данные: HEAO-1 A4 (Груббер и др., 1999), Swift-BAT (Аджелло и др., 2008), SMM (Ватанабэ и др., 1997). Модельные кривые представляют вклады от АЯГ (Гилли и др., 2007) и квазаров (Аджелло и др., 2009, 2012). Также показаны наши оценки для АЯГ и СН Ia.

на рис. 2 в форме $E I_\epsilon$; данные наблюдений также приведены на рисунке.

Видно, что, хотя возможная аннигиляционная компонента не дает доминирующего вклада, она может давать до ~20% всего гамма-фона в диапазоне 400–500 кэВ. Однако следует отметить, что полученная нами оценка является верхним пределом, поскольку она не учитывает долю позитронов, которые вылетают из газового гало в МГС. Мы вернемся к этому вопросу в Обсуждении.

Также возможен вклад от радиационно неэффективно аккрецирующих АЯГ, который не может быть точно учтен в нашем подходе. Тем не менее, учитывая, что характерная кинетическая мощность джетов в этих АЯГ относительно невелика, $< 10^{42} - 10^{43}$ эрг/с (см., например, Окамото и др., 2008), мы не ожидаем, что этот вклад будет доминировать в общем сигнале.

ПРОИЗВОДСТВО ПОЗИТРОНОВ В СН Ia

Как мы уже говорили во Введении, возможным источником позитронов во Вселенной являются взрывы СН Ia. Мы решили сделать грубую оценку их возможного вклада, поскольку расчеты в основном такие же, как мы только что представили. Две величины, которые нам нужны в этом случае, — это частота вспышек СН Ia как функция красного смещения и средний выход позитронов на один взрыв.

Темп вспышек СН Ia $R_{\text{Ia}}(z)$ обычно вычисляется как свертка темпа звездообразования $\rho(t)$ с распределением времен задержки $\Phi(\Delta t)$, которые

представляют собой промежуток времени между рождением звезды-предшественника и ее взрывом (Хориучи и Биком, 2010):

$$R_{\text{Ia}}(z(t)) = \xi \int_{t_{10}}^t \Phi(t-t') \rho(t') dt', \quad (9)$$

где ξ — нормировка, показывающая количество СН Ia на $1M_{\odot}$ образовавшихся звезд, t_{10} — время, соответствующее $z = 10$, эпохе рождения первых звезд (Хориучи и Биком, 2010). Следуя работе (Чугай, 2023), мы приняли распределение времен задержки вида $\Phi(\Delta t) \sim \Delta t^{-1}$ и взяли оценку темпа звездообразования из (Юксель и др., 2008). Затем мы выбрали значение ξ так, чтобы полученный темп рождения СН соответствовал тому, что показан в (Хориучи и Биком, 2010).

Выход позитронов в расчете на один взрыв зависит от модели взрыва. Следуя (Хориучи и Биком, 2010), мы предполагаем, что во взрыве образуется $0.58M_{\odot} {}^{56}\text{Ni}$. После распада ${}^{56}\text{Ni}$ в ${}^{56}\text{Co}^*$ последний распадается путем захвата электрона или испускания позитрона с вероятностями 81% и 19%, поэтому скорость производства позитронов может быть выражена как

$$\dot{n}_{+,SN} = R_{\text{Ia}}(z(t)) \cdot 0.19 \cdot 0.58M_{\odot} \frac{N_A}{M_{\text{Ni}}} \alpha. \quad (10)$$

Скорость производства фотонов для двухфотонного распада равна

$$\dot{n}_{2\text{phot},SN} = \frac{1}{2} \dot{n}_{+,SN}, \quad (11)$$

где множитель $1/2$ обусловлен тем, что в оболочке СН (где температура намного ниже 10^6 К) позитроны аннигилируют, в основном, через образование позитрония, из которого только $1/4$ распадается на два кванта 511 кэВ. В уравнении (10) множитель α — это доля позитронов, которые в конечном итоге производят наблюдаемые гамма-кванты. Мы обсудим его более подробно в следующем разделе, а пока положим его равным единице, чтобы найти верхний предел вклада СН Ia. M_{Ni} — атомная масса ${}^{56}\text{Ni}$. По аналогии со случаем АЯГ, интенсивность для трехфотонного распада получается из уравнения (7), где

$$L(\mathcal{E}, z) = \frac{3}{4} \mathcal{E} n_{+,SN}(z) \phi(\mathcal{E}).$$

Полученный спектр показан на рис. 2. Видно, что вклад позитронов от СН Ia еще меньше, чем от АЯГ. На самом деле этот вклад меньше, чем гамма-линии, возникающие от СН, что видно из сравнения с (Хориучи и Биком, 2010). И, как и вклад АЯГ, это опять-таки верхний предел из-за параметра $\alpha < 1$.

ОБСУЖДЕНИЕ

При расчете производства позитронов в галактических гало мы взяли те же значения температуры и плотности электронов, что и в Статье I; их можно рассматривать как типичные значения для современной спиральной галактики. В случае космологических источников необходимо учитывать их эволюцию. Хушер и др. (2021) использовали космологическую симуляцию EAGLE с повышенным разрешением для сравнения физических свойств газовых гало вокруг звездообразующих галактик при $z = 2 - 3$ и $z = 0$. Они обнаружили, что гало в прошлом и настоящем отличаются по доле холодного и горячего газа (т.е. газа с температурой меньше или больше 10^5 К), по металличности и кинематике. Для наших расчетов важны только плотность и температура газа, которые влияют на скорости аннигиляции позитронов. Данные, приведенные в (Хушер и др., 2021), показывают, что 10 млрд лет назад, т.е. на красных смещениях $z \approx 2 - 3$, гало уже было плотным и содержало как холодные, так и горячие компоненты. Масса последних соответствует плотности электронов порядка 10^{-3} см^{-3} . Похожие результаты были получены в работе (Стерн и др., 2019) при моделировании остывающих потоков³.

Прямые наблюдения галактических гало на больших красных смещениях трудны и немногочисленны. Наблюдения галактик на $z = 2 - 3$ в линиях поглощения O, C, Si опубликованы в (Тернер и др., 2014; Руди и др., 2019). Связать их с общей массой гало не так просто. Руди и др. (2019) приводят оценки общей массы C, Si и O, но необходимо также знать индивидуальные обилия этих элементов. Используя в качестве приближения глобальную металличность 10^{-3} из (Хушер и др., 2021), мы можем вывести общую массу и плотность гало, которая оказывается близкой к 10^{-4} см^{-3} . В (Тернер и др., 2014) суммарные колонковые плотности даны только для конкретных ионов и не могут быть переведены в общую массу. Там же приводятся наблюдения водородной линии $\text{Ly}\alpha$, но соответствующая колонковая плотность не указана из-за насыщения линии.

Рентгеновские наблюдения горячего газа в далеких галактиках также затруднены. Более того, в недавней статье о рентгеновском излучении Галактического гало, наблюдаемом eROSITA (Локателли и др., 2023), показано, что газовое гало Млечного Пути, скорее всего, состоит из дискообразного и сферического компонентов, причем первый из них

³ Заметим, что наши результаты справедливы для относительно больших плотностей гало. Мы попробовали $n = 2 \times 10^{-3} \text{ см}^{-3}$ и получили несколько меньший сигнал: хотя более высокая скорость аннигиляции в плотном веществе приводит к большей светимости, позитроны наиболее активно аннигилируют в источниках на больших z , сигнал от которых подавлен из-за огромного расстояния.

доминирует в рентгеновском излучении, а второй содержит бо́льшую часть массы гало. Если то же самое относится и к другим галактикам, то это делает определение массы гало в спиральных галактиках только по рентгеновским наблюдениям весьма проблематичным.

О рентгеновском излучении близких эллиптических галактик впервые сообщили (Форман и др., 1985). В этой работе гало в ряде галактик моделировались с помощью β -распределения с плотностью $10^{-1} - 10^{-2} \text{ см}^{-3}$ в центре и несколько единиц $\times 10^{-5} \text{ см}^{-3}$ на расстоянии 100 кпк, что близко к тому, что мы предполагаем в данной работе. Есть свидетельства того, что эти галактики лишь незначительно эволюционировали с эпохи $z = 1 - 1.5$. В работе Чивано и др. (2014) показано, что связь между рентгеновской и оптической светимостью локальных эллиптических галактик, установленная в работе (Боросон и др., 2011), справедлива и для эллиптических галактик на $z < 1.4$, если принять во внимание ряд факторов⁴. Лемер и др. (2007) показали, что отношение рентгеновской светимости к оптической светимости в полосе B не сильно эволюционирует в диапазоне $z = 0 - 0.7$, и тот же вывод сделан для диапазона $z = 0 - 1.2$ в (Даниелсон и др., 2012). Подводя итог, можно с большой долей уверенности утверждать, что вокруг галактик раннего типа также существуют горячие газовые гало.

Еще один важный вопрос — это взаимодействие между джетом АЯГ и гало. Мы предположили, что популяция позитронов в джете остается в гало и в конце концов там аннигилирует. Взаимодействие джета и гало можно изучать в численном моделировании. Такое моделирование было проведено в (Вайнбергер и др., 2017): авторы исследовали, сколько энергии джеты АЯГ могут инжектировать в межгалактическую среду в скоплении. В их расчетах джет был активен в течение 50 млн лет, а весь расчет охватывал период времени 336 млн лет. Мощность джета изменялась от 10^{44} до 10^{45} эрг/с. Из полученных результатов видно, что вещество джетов меньшей мощности (10^{44} эрг/с) остается в пределах 100 кпк от центральной машины вплоть до конца расчета. Для мощности 3×10^{44} эрг/с только около 10% инжектируемой массы остается в пределах этого радиуса, и еще немного меньше для джета мощностью 10^{45} эрг/с. Другое моделирование (Мухерджи и др., 2016) аналогичным образом показало, что джеты малой мощности ($\lesssim 10^{43}$ эрг/с) практически задерживаются внутри межзвездной среды (МЗС), в то время как более мощные джеты относительно легко пробивают МЗС. Из функции светимости АЯГ (Уэда и др.,

2003) видно, что большая часть кинетической энергии приходится на более мощные джеты, с кинетической мощностью свыше 10^{45} эрг/с. С учетом результатов (Вайнбергер и др., 2017), это означает, что большинство позитронов, произведенных АЯГ, вероятно, выносятся за пределы газового гало в МГС. В то же время появляется все больше доказательств того, что существует взаимодействие между джетами АЯГ и межзвездной или околосгалактической средой, называемое обратной связью АЯГ, см. например (Сазерленд и Бикнелл, 2007; Тумлинсон и др., 2017; Чиело и др., 2018; Донахью и Войт, 2022). В ходе этой обратной связи вещество увлекается джетом на значительные расстояния, но в конце концов некоторая его часть падает обратно, участвуя в своего рода барийонном цикле. Однако нам не удалось найти количественного описания этого процесса. В целом, выход вещества джета за пределы околосгалактической среды делает нашу оценку соответствующего гамма-фона верхним пределом.

То же самое справедливо и для оценки сигнала от СН Ia из-за множителя α в формуле (10). Этот множитель учитывает, что не все фотоны, образующиеся при аннигиляции позитронов внутри оболочки СН, имеют шанс наблюдаться. Его не следует путать с долей выживших позитронов, которая используется в исследованиях галактического диффузного гамма-излучения, например, в работах (Чан и Лингенфельтер, 1993; Милн и др., 1999). В этих работах доля выживания — это доля позитронов, которые покидают остаток СН и уходят в МЗС, потому что если позитрон аннигилирует внутри остатка, то соответствующий фотон либо вообще не наблюдается, либо “принадлежит” точечному источнику. Другими словами, такой позитрон не может внести вклад в диффузное излучение Галактики. В (Чан и Лингенфельтер, 1993) доля выживших позитронов оказалась равной ~ 0.01 . В нашем случае параметр α больше, поскольку сверхновые находятся в далеких галактиках, и мы требуем лишь, чтобы позитрон аннигилировал в оптически тонкой среде, вероятно, внутри оболочки. Оценим оптическую толщину оболочки для типичных параметров ее массы $M = 1M_{\odot}$ и скорости $v = 10^4$ км/с. Для распада ^{56}Ni в ^{56}Co и затем в ^{56}Fe требуется 120 дней (Мартин и др., 2010). При известных массе, скорости расширения и времени, а также коэффициенте поглощения $8.63 \times 10^{-2} \text{ см}^2/\text{г}$ (Мартин и др., 2010) мы получаем оптическую толщину оболочки $\tau = 0.13$ и $\alpha = e^{-\tau} = 0.88$. Заметим, однако, что из-за этой экспоненциальной зависимости, α чувствительна к параметрам взрыва. Если масса оболочки больше, а скорость меньше, это приведет к уменьшению α . Более того, скорость не является однородной по всей оболочке, а скорее растет от внутреннего края к внешнему. Более точная оценка α требует моделирования взрыва, что выходит за рамки данной работы.

⁴ На самом деле авторы обнаружили, что эллиптические галактики на высоких красных смещениях имеют бо́льшую рентгеновскую светимость, но это может быть связано с большим количеством галактик, находящихся в центре групп/скоплений, или со скрытыми АЯГ, или из-за незначительной эволюции рентгеновских свойств галактик.

Наши результаты можно сравнить с другими моделями в этом диапазоне энергий, как видно из рис. 2. Фон в МэВ-диапазоне, оцененный по наблюдениям квазаров на *Fermi*-LAT, оказывается ниже, чем наша оценка АЯГ, но выше, чем наша оценка СН Ia (Аджелло и др., 2012). С другой стороны, жесткий рентгеновский фон, возникающий от оптически тонких и толстых по комптоновскому рассеянию АЯГ, рассчитанный в (Гилли и др., 2007), и фон, смоделированный в (Аджелло и др., 2009) на основе наблюдений квазаров на *Swift*, превышают все наши оценки. Заметим, однако, что в (Аджелло и др., 2009) наблюдения в диапазоне 15–55 кэВ были экстраполированы на более высокие энергии, и только 18 квазаров использовались для оценки фона. Аджелло и др. (2012) для получения спектра использовали наблюдения как *Swift*-BAT, так и *Fermi*-LAT, и выборка состояла уже из 186 квазаров. Из рис. 2 видно, что наблюдаемая интенсивность фона в диапазоне ~300–500 кэВ существенно больше, чем в существующих моделях, включая ту, которая рассматривается в данной работе. Тем не менее, предложенный нами механизм может давать заметный вклад в это диффузное излучение.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В этой работе мы оценили вклад в диффузный гамма-фон, который могут вносить космологические источники позитронов через последующую аннигиляцию этих частиц. Мы рассмотрели два типа источников. Во-первых, позитроны из джетов АЯГ, которые аннигилируют в газовых гало вокруг родительских галактик АЯГ. Во-вторых, СН Ia в далеких галактиках, которые, в основном, аннигилируют в выбросе СН. Узкая линия вблизи 511 кэВ, обусловленная двухфотонной аннигиляцией, размывается из-за космологического расширения. Более того, часть сигнала обусловлена трехфотонной аннигиляцией, которая имеет непрерывный спектр ниже 511 кэВ. Наши расчеты показывают, что сигнал, обусловленный джетами АЯГ, примерно на порядок ниже наблюдаемой интенсивности на энергии около 511 кэВ и еще меньше на более низких энергиях. Вклад от СН Ia примерно на два порядка ниже наблюдаемого уровня эмиссии. Обе оценки являются верхними пределами. В случае АЯГ мы не знаем долю позитронов, которые остаются в гало, в то время как в случае СН мы не знаем долю позитронов, которые аннигилируют в достаточно прозрачной среде. В последнем случае это доказывает, что вклад от СН Ia не может составлять существенную часть диффузного гамма-фона. Это было показано в предыдущих работах, например (Хориучи и Биком, 2010). В этой работе вклад СН Ia оценивался не более чем в 10–20%, но в расчеты были включены ядерные гамма-линии. Из наших расчетов видно, что вклад от

позитронов СН является второстепенным по сравнению с вкладом от ядерных линий СН.

Вклад позитронов от джетов АЯГ выглядит более перспективным. В диапазоне 200–500 кэВ он ниже оценки Аджелло и др. (2009), но выше оценки Аджелло и др. (2012), которую мы считаем более надежной из-за большей статистики и использования двух инструментов, *Swift*-BAT и *Fermi*-LAT. Мы еще раз подчеркиваем, что наша оценка является верхним пределом, но все же сам механизм может вносить значительный вклад в диффузный гамма-фон в диапазоне сотен кэВ.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа авторов была поддержана Министерством науки и высшего образования Российской Федерации по договору 075-15-2020-778 в рамках программы “Крупные научные проекты” национального проекта “Наука”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Аджелло и др. (M. Ajello, J. Greiner, G. Sato, D.R. Willis, G. Kanbach, A.W. Strong, et al.), *ApJ* **689**(2), 666 (2008).
2. Аджелло и др. (M. Ajello, L. Costamante, R.M. Sambruna, N. Gehrels, J. Chiang, A. Rau, et al.), *ApJ* **699**(1), 603 (2009).
3. Аджелло и др. (M. Ajello, M.S. Shaw, R.W. Romani, C.D. Dermer, L. Costamante, O.G. King, et al.), *ApJ* **751**(2), 108 (2012).
4. Асада и др. (K. Asada, S. Kamen, Z.-Q. Shen, S. Horiuchi, D.C. Gabuzda, and M. Inoue), *PASJ* **58**, 261 (2006).
5. Боросон и др. (B. Boroson, D.-W. Kim, and G. Fabbiano), *ApJ* **729**(1), 12 (2011).
6. Вайнбергер и др. (R. Weinberger, K. Ehlert, C. Frommer, R. Pakmor, and V. Springel), *MNRAS* **470**(4), 4530 (2017).
7. Ватанабэ и др. (K. Watanabe, D.H. Hartmann, M.D. Leising, L.S. The, G.H. Share, and R.L. Kinzer), in C.D. Dermer, M.S. Strickman, and J.D. Kurfess (eds.), *Proceedings of the Fourth Compton Symposium*, Vol. 410 of American Institute of Physics Conference Series, pp. 1223–1227 (1997).
8. Гизеллини и Тавеккио (G. Ghisellini and F. Tavecchio), *MNRAS* **448**(2), 1060 (2015).
9. Гизеллини и др. (G. Ghisellini, F. Tavecchio, L. Maraschi, A. Celotti, and T. Sbarrato), *Nature* **515**(7527), 376 (2014).
10. Гилли и др. (R. Gilli, A. Comastri, and G. Hasinger), *A&A* **463**(1), 79 (2007).
11. Груббер и др. (D.E. Gruber, J.L. Matteson, L.E. Peterson, and G. V. Jung), *ApJ* **520**(1), 124 (1999).

12. Даниелсон и др. (A.L.R. Danielson, B.D. Lehmer, D.M. Alexander, W. N. Brandt, B. Luo, N. Miller, et al.), *MNRAS* **422**(1), 494 (2012).
13. Донахью и Войт (M. Donahue and G.M. Voit), *Phys. Rep.* **973**, 1 (2022).
14. Лацки и др. (B.C. Lacki, S. Horiuchi, and J.F. Beacom), *ApJ* **786**(1), 40 (2014).
15. Лемер и др. (B.D. Lehmer, W.N. Brandt, D.M. Alexander, E.F. Bell, D.H. McIntosh, F.E. Bauer, et al.), *ApJ* **657**(2), 681 (2007).
16. Локателли и др. (N. Locatelli, G. Ponti, X. Zheng, L.K. Hunt, W. Becker, J. Comparat, et al.), arXiv e-prints, p. arXiv:2310.10715 (2023).
17. Маркони и др. (A. Marconi, G. Risaliti, R. Gilli, L.K. Hunt, R. Maiolino, and M. Salvati), *MNRAS* **351**(1), 169 (2004).
18. Мартин и др. (P. Martin, J. Vink, S. Jiraskova, P. Jean, and R. Diehl), *A&A* **519**, A100 (2010).
19. Мерлони и Хайнц (A. Merloni and S. Heinz), *MNRAS* **388**(3), 1011 (2008).
20. Милн и др. (P.A. Milne, L.S. The, and M.D. Leising), *ApJ Suppl. Ser.* **124**(2), 503 (1999).
21. Мухерджи и др. (D. Mukherjee, G.V. Bicknell, R. Sutherland, and A. Wagner), *MNRAS* **461**(1), 967 (2016).
22. Мэтьюс и Шоер (A.P. Matthews and P.A.G. Scheuer), *MNRAS* **242**, 616 (1990).
23. Низамов и Пширков (B.A. Nizamov and M. S. Pshirkov), *Astronomy Letters* **49**(1), 9 (2023).
24. Окамото и др. (T. Okamoto, R.S. Nemmen, and R.G. Bower), *MNRAS* **385**(1), 161 (2008).
25. Ор и Пауэлл (A. Ore and J.L. Powell), *Phys. Rev.* **75**, 1696 (1949).
26. Прантзос и др. (N. Prantzos, C. Boehm, A.M. Bykov, R. Diehl, K. Ferriere, N. Guessoum, et al.), *Reviews of Modern Physics* **83**(3), 1001 (2011).
27. Пьянка и др. (P. Pjanka, A.A. Zdziarski, and M. Sikora), *MNRAS* **465**(3), 3506 (2017).
28. Руди и др. (G.C. Rudie, C.C. Steidel, M. Pettini, R.F. Trainor, A.L. Strom, C.B. Hummels, et al.), *ApJ* **885**(1), 61 (2019).
29. Руис-Лапуэнте и др. (P. Ruiz-Lapuente, L.-S. The, D.H. Hartmann, M. Ajello, R. Canal, F.K. Ropke, et al.), *ApJ* **820**(2), 142 (2016).
30. Саволайнен и др. (T. Savolainen, D.C. Homan, T. Hovatta, M. Kadler, Y.Y. Kovalev, M.L. Lister, et al.), *A&A* **512**, A24 (2010).
31. Сазерленд и Бикнелл (R.S. Sutherland and G.V. Bicknell), *ApJ Suppl. Ser.* **173**(1), 37 (2007).
32. Сазонов и др. (S.Y. Sazonov, J.P. Ostriker, and R.A. Sunyaev), *MNRAS* **347**(1), 144 (2004).
33. Стерн и др. (J. Stern, D. Fielding, C.-A. Faucher-Giguere, and E. Quataert), *MNRAS* **488**(2), 2549 (2019).
34. Тернер и др. (M.L. Turner, J. Schaye, C.C. Steidel, G.C. Rudie, and A.L. Strom), *MNRAS* **445**(1), 794 (2014).
35. Тернер и др. (R.J. Turner, P.M. Yates-Jones, S.S. Shabala, B. Quici, and G.S.C. Stewart), *MNRAS* **518**(1), 945 (2023).
36. Тумлинсон и др. (J. Tumlinson, M.S. Peebles, and J.K. Werk), *ARAA* **55**(1), 389 (2017).
37. Уэда и др. (Y. Ueda, M. Akiyama, K. Ohta, and T. Miyaji), *ApJ* **598**(2), 886 (2003).
38. Форман и др. (W. Forman, C. Jones, and W. Tucker), *ApJ* **293**, 102 (1985).
39. Форнаса и Санчес-Конде (M. Fornasa and M.A. Sanchez-Conde), *Phys. Rep.* **598**, 1 (2015).
40. Фуказава и др. (Y. Fukazawa, H. Mataka, T. Kayanoki, Y. Inoue, and J. Finke), *ApJ* **931**(2), 138 (2022).
41. Фурланетто и Леб (S.R. Furlanetto and A. Loeb), *ApJ* **572**(2), 796 (2002).
42. Хардкасл (M.J. Hardcastle), *MNRAS* **475**(2), 2768 (2018).
43. Хориучи и Биком (S. Horiuchi and J.F. Beacom), *ApJ* **723**(1), 329 (2010).
44. Хушер и др. (E. Huscher, B.D. Oppenheimer, A. Lonardi, R.A. Crain, A.J. Richings, and J. Schaye), *MNRAS* **500**(1), 1476 (2021).
45. Чан и Лингенфельтер (K.-W. Chan and R.E. Lingenfelter), *ApJ* **405**, 614 (1993).
46. Чивано и др. (F. Civano, G. Fabbiano, S. Pellegrini, D. W. Kim, A. Paggi, R. Feder, et al.), *ApJ* **790**(1), 16 (2014).
47. Чиело и др. (S. Cielo, A. Babul, V. Antonuccio-Delogu, J. Silk, and M. Volonteri), *A&A* **617**, A58 (2018).
48. Чугай (N.N. Chugai), *Astronomy Letters* **49**(5), 209 (2023).
49. Эрве и др. (O. Hervet, C. Boisson, and H. Sol), *A&A* **592**, A22 (2016).
50. Юксель и др. (H. Yiksel, M.D. Kistler, J.F. Beacom, and A.M. Hopkins), *ApJL* **683**(1), L5 (2008).

ПРОИСХОЖДЕНИЕ ШИРОКОЙ ЭМИССИИ HE II 4686 Å В РАННИХ СПЕКТРАХ SN IIP

© 2024 г. Н. Н. Чугай^{1,*}, В. П. Утробин^{1,2}

¹Институт астрономии РАН, Москва, Россия

²НИЦ “Курчатовский институт”, Москва, Россия

Поступила в редакцию 29.11.2023 г.

После доработки 23.01.2024 г.; принята к публикации 24.01.2024 г.

Предлагается модель, объясняющая происхождение широкой эмиссии He II 4686 Å в раннем спектре SN 2020jfo (тип IIP). Линия 4686 Å предположительно излучается плотными фрагментами, внедренными в горячий газ внешней ударной волны. Фрагменты образованы в результате резкого торможения пограничной плотной маломассивной оболочки сверхновой и сопутствующей неустойчивости Рэлея–Тэйлора. Температура светящихся фрагментов $\approx 5 \times 10^4$ К. Расчеты ионизации и возбуждения водорода объясняют светимость эмиссии 4686 Å, высокое отношение потоков He II 4686 Å/H α и значительную оптическую толщину линии 4686 Å. Показано, что нагрев фрагментов электронами ударной волны компенсирует охлаждение излучением линии He II 304 Å.

Ключевые слова: звезды — звездный ветер; звезды — сверхновые.

DOI: 10.31857/S0320010824030035, **EDN:** NSBYCS

ВВЕДЕНИЕ

Сверхновые (SN) типа SN IIP и SN IIL — результат коллапса ядра массивного красного сверхгиганта (RSG). В некоторых случаях ранние спектры показывает признаки более мощной потери массы предсверхновой в сравнении с обычными RSG (Чугай, 2001; Гро, 2014; Ярон и др., 2017). Плотность околозвездного вещества в ближайшей окрестности предсверхновой является важным фактором, который может влиять на болометрическую светимость сверхновой и этот эффект следует иметь в виду при моделировании SNe IIP/L (Блинников, Бартунов, 1993; Чугай, 2001; Морозова и др., 2017).

Несмотря на высокую степень разработки и верификации применяемых методов радиационной газодинамики, параметры сверхновой (энергия взрыва, выброшенная масса и радиус звезды), получаемые разными авторами, могут отличаться в 1.5–2 раза из-за различия в принятой плотности околозвездного газа. Данное обстоятельство иллюстрирует SN 2020jfo (IIP): масса околозвездной оболочки в пределах радиуса 10^{15} см составляет $0.2 M_{\odot}$ в модели Тежа и др. (2022) и $\sim 10^{-3} M_{\odot}$ в альтернативной модели (Утробин, Чугай, 2024). В первом случае большая масса околозвездной оболочки получена на основе описания ранней стадии кривой блеска, тогда как во втором случае

масса околозвездной оболочки является результатом как гидродинамического моделирования, так и использования спектральной информации, в частности, эмиссии He II 4686 Å. Последняя указывает на высокую скорость расширения сверхновой (≈ 16500 км с⁻¹), следовательно, незначительное торможение и, значит, разреженную околозвездную среду.

Эмиссия He II 4686 Å является единственной интенсивной широкой линией в раннем спектре, которая позволяет непосредственно судить о скорости расширения внешних слоев оболочки сверхновой IIP/L на самой ранней стадии. Учитывая диагностическую ценность этой линии, уместно поставить вопрос, понимаем ли мы условия ее формирования настолько, чтобы не возникали сомнения в оценках скорости на границе оболочки с использованием этой линии.

Широкая эмиссия He II 4686 Å наблюдается в первые несколько дней после взрыва и в других сверхновых SN IIP: SN 2006br (Куимби и др., 2007), SN 2013fs (Булливант и др., 2018), SN 2017gmr (Эндрюс и др., 2019), SN 2023ixf (Якобсон-Галан и др. 2023). Во всех случаях линия He II 4686 Å указывает на высокую скорость расширения излучающего газа ($15\,000$ – $20\,000$ км с⁻¹) и значительное синее смещение максимума. Еще одна важная особенность — высокое отношение потоков $f(4686)/f(H\alpha)$. В случае SN 2020jfo на основе спектра (Тежа и др. 2022) мы оцениваем это

* Электронный адрес: nchugai@inasan.ru

отношение в пределах 4–5. Для сравнения, в планетарных туманностях максимальное отношение $f(4686)/f(H\alpha) \sim 0.2$ (Бохигас, 2022).

Относительно происхождения широкой эмиссии $4686 \text{ \AA}$ пока нет общего мнения. Ранее была предложена модель формирования линии $4686 \text{ \AA}$ в SN 2013fs, в которой эта линия излучается плотными фрагментами, образовавшимися в результате торможения самых внешних слоев сверхновой и сопутствующей неустойчивости Рэля–Тэйлора (Чугай, 2020). Однако вопрос о необходимых физических условиях в светящихся фрагментах не затрагивался, за исключением вывода о том, что слой фрагментов должен быть тонким и непосредственно примыкать к фотосфере с резкой границей. Кроме того, округлая форма профиля предполагает, что фрагменты должны быть оптически толстыми в частотах линии $4686 \text{ \AA}$.

Недавно Шрестха и др. (2023) сравнили He II $4686 \text{ \AA}$ в спектре SN 2023axi с моделью *rlw1* раннего спектра SN IIP, расширяющейся в околозвездном ветре $\dot{M} = 10^{-6} (u/10 \text{ км/с } M_{\odot} \text{ год}^{-1})$ (Дессарт и др., 2017). Модель удовлетворительно описывает профиль $4686 \text{ \AA}$ в спектре на +1.1 день, но позднее (+1.5 дня) согласие отсутствует, поскольку в этом случае модельный профиль практически симметричный, вопреки значительному синему смещению максимума и асимметрии наблюдаемого профиля. Следует подчеркнуть, что в модели *rlw1*, несмотря на низкую плотность ветра, отсутствует внешняя адиабатическая ударная волна. Таким образом, вопрос адекватной модели широкой эмиссии He II $4686 \text{ \AA}$ в ранних SNe IIP остается пока открытым.

Ниже исследуются условия, которые объясняют основные особенности эмиссии He II $4686 \text{ \AA}$ в спектре SN 2020jfo. Вначале дается общая картина, затем рассчитывается светимость He II $4686 \text{ \AA}$ и находятся условия (масса излучающих фрагментов и кинетическая температура), при которых воспроизводятся основные свойства эмиссии $4686 \text{ \AA}$. Рассмотрен вопрос о нагреве фрагментов горячими электронами внешней ударной волны, который должен компенсировать охлаждение излучением в линии He II $304 \text{ \AA}$.

УСЛОВИЯ В ЗОНЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ЛИНИИ $4686 \text{ \AA}$

Общая картина

Согласно гидродинамической модели SN 2020jfo выход ударной волны (ВУВ) на поверхность звезды происходит через 0.5 дня после взрыва (Утробин, Чугай, 2024). После этого оболочка сверхновой порождает внешнюю ударную волну в околозвездном газе, которая при умеренной плотности ветра оказывается адиабатической в отличие от радиативной обратной ударной волны. Однако на самой ранней стадии величина вязкого скачка скорости во внешней ударной волне может оказаться гораздо меньше скорости оболочки сверхновой из-за значительного ускорения ветра излучением сверхновой. Оценим роль данного эффекта в нашем случае.

На стадии $t = 2$ дня фотосфера SN 2020jfo со светимостью $L \approx 3 \times 10^{42} \text{ эрг с}^{-1}$ совпадает с тонкой оболочкой на границе сверхновой со скоростью расширения 16 500 км с^{-1} . Излучение сверхновой

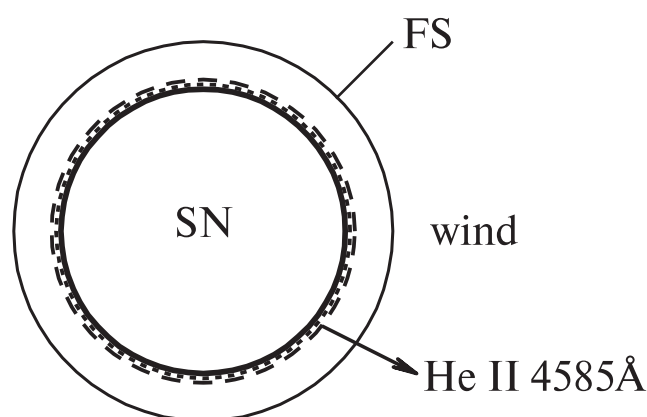


Рис. 1. Схематическая картина формирования эмиссии He II $4686 \text{ \AA}$. Невозмущенная оболочка сверхновой (SN) ограничена тонкой плотной оболочкой, которая выполняет роль фотосферы (окружность, показанная толстой линией). Над фотосферой расположен слой плотных фрагментов, образованный в результате неустойчивости Рэля–Тэйлора при торможении внешних слоев в ветре (wind). Горячий газ внутри адиабатической внешней ударной волны (FS — forward shock) обеспечивает высокую плотность и нагрев фрагментов, излучающих эмиссию He II $4686 \text{ \AA}$.

ускоряет вещество ветра перед фронтом ударной волны до скорости

$$v_{acc} \approx \frac{\kappa L}{4\pi v^2 c t} \approx 10^3 L_{43} / v_d^2 t_d \text{ км с}^{-1}, \quad (1)$$

где $\kappa = 0.34 \text{ см}^2 \text{ г}^{-1}$ — томсоновская непрозрачность, v — скорость границы оболочки сверхновой, c — скорость света, L_{43} — светимость сверхновой в $10^{43} \text{ эрг с}^{-1}$, v_d — скорость сверхновой в 10^4 км с^{-1} , t_d — время в днях. При $v_d = 1.65$, $t_d = 2$ скорость ветра перед ударной волной составит около 200 км с^{-1} , почти на два порядка меньше скорости сверхновой на внешней границе. Вклад линий в непрозрачность может увеличить скорость ветра перед ударной волной не более чем в два раза (Чугай и др., 2002). Следовательно, эффект ускорения ветра излучением сверхновой практически не влияет на вязкий скачок скорости и температуру за фронтом внешней ударной волны. Это не относится к случаю массивной оптически толстой околозвездной оболочки вокруг некоторых сверхновых, когда ударная волна из-за сильного прогрева и ускорения излучением (волной Маршака) распространяется в режиме изотермического скачка (Блинников, 2008).

Формирование адиабатической внешней ударной волны в разреженном ветре, $\omega = \dot{M} / u \lesssim 10^{15} \text{ г см}^{-1}$, после ВУВ представляет трудности для гидродинамического моделирования. Это связано с быстрым переходом от оптически толстого к оптически тонкому режиму распространения ударной волны. Возможно по этой причине пока не реализован взрыв SN IIP и последующее формирование адиабатической внешней ударной волны с температурой порядка 100 кэВ . Свидетельством раннего формирования адиабатической внешней ударной волны служит появление жесткого рентгеновского излучения ($>60 \text{ кэВ}$) от сверхновой IIP SN 2023ixf на четвертый день после взрыва (Грефенштеттер и др., 2023). Плотность околозвездного ветра в данном случае была относительно высокой, $w \sim 3 \times 10^{15} \text{ г см}^{-1}$.

Широкая эмиссия He II 4686 Å присутствует в спектре SN 2020jfo (Тежа и др., 2022) на стадии 2.1 дня после взрыва (за момент взрыва принята юлианская дата MJD 58973.83) со светимостью $\approx 4 \times 10^{39} \text{ эрг с}^{-1}$. Согласно гидродинамической модели сверхновой и модели взаимодействия сверхновой с ветром (Утробин, Чугай, 2024) в рассматриваемый момент граница сверхновой имеет скорость 16 500 км с^{-1} и радиус $3.2 \times 10^{14} \text{ см}$. Найденный параметр ветра предсверхновой $\omega = \dot{M} / u = 2.2 \times 10^{15} \text{ г см}^{-1}$ (u — скорость ветра) соответствует барионной плотности $n_\omega = 10^9 \text{ см}^{-3}$ на указанном радиусе.

Внешняя граница оболочки сверхновой выполняет функцию сферического поршня, который порождает внешнюю ударную волну с температурой

на ударном фронте $T_s = (3/16) \mu m_p v_s^2 / k = 4 \times 10^9 (v_s / 17000 \text{ км/с})^2 \text{ К}$ и плотностью за фронтом $n_s = 4n_\omega$. Внешняя ударная волна в рассматриваемый момент является практически адиабатической. Интересно, что комптоновское охлаждение горячих электронов излучением сверхновой доминирует над охлаждением за счет тормозного излучения, но это не меняет вывода об адиабатичности ударной волны.

В предлагаемой картине эмиссия He II 4686 Å формируется в узком слое непосредственно перед фотосферой, которая совпадает с пограничной плотной оболочкой сверхновой (рис. 1). Слой, светящийся в линии, представляет собой двухфазную среду, в которой относительно холодные плотные фрагменты с температурой $T_c \lesssim 10^5 \text{ К}$ погружены в горячий газ с температурой $T_s \approx 4 \times 10^9 \text{ К}$. Фрагменты предположительно образовались в результате развития неустойчивости Рэлея—Тейлора (РТ) при торможении самых внешних слоев оболочки сверхновой в околозвездном газе.

В развитии РТ-неустойчивости можно выделить три стадии (см. Блондин, Эллисон, 2001). На первой струи плотного газа оболочки проникают в разреженный горячий газ внешней ударной волны. На второй стадии развивается неустойчивость Кельвина—Гельмгольца (КГ), которая сопровождается формированием грибовидной структуры струй. Это приводит к образованию тонких фрагментов холодного плотного газа с большой площадью поверхности. Свечение плотного газа фрагментов ответственно за появление эмиссии He II 4686 Å. Третья стадия соответствует окончательной фрагментации и полному перемешиванию плотного холодного газа с горячим газом внешней ударной волны. Этот момент соответствует исчезновению широкой эмиссии He II 4686 Å.

Следует подчеркнуть, что сценарий, основанный на РТ-неустойчивости пограничной плотной оболочки, обладает важной особенностью: он связывает длительность существования эмиссии He II 4686 Å (2–3 дня) с полным временем развития РТ-неустойчивости до полного перемешивания холодных фрагментов с горячим газом. Такая последовательность событий нехарактерна для формирования эмиссии 4686 Å в стабильной тонкой плотной оболочке, нагреваемой жестким излучением, либо горячими электронами внешней ударной волны.

Отмеченное необычно большое отношение $f(4686)/f(H\alpha) \sim 4-5$ в спектре SN 2020jfo указывает на доминирующую роль ударного возбуждения He II. В свою очередь, это предполагает кинетическую температуру близкую к температуре столкновительной ионизации He II, т.е. $\sim 5 \times 10^4 \text{ К}$. Водород при этом сильно ионизован и его свечение будет в основном рекомбинационным

Таблица 1. Параметры модели

Параметр	Величина
Радиус r [10^{14} см]	3.2
Скорость v [10^9 см/с]	1.65
Параметр ветра ω [10^{15} г см $^{-1}$]	2.2
Масса холодного компонента M [$M_\odot$]	10^{-8}
Параметр площади поверхности ζ	2.5
Поверхностная плотность фрагментов N_b [см $^{-2}$]	3.7×10^{18}

с незначительным вкладом столкновений из-за малой доли нейтральных атомов. Такова физика, которая может стоять за высоким отношением потоков He II 4686 Å/Н α.

Ионизация, возбуждение и свечение фрагментов

Для подтверждения представленной выше картины следует рассчитать ионизацию, возбуждение и свечение He II и водорода для принятой массы фрагментов в интервале кинетической температуры $10^4 - 10^6$ К. В изобарическом приближении концентрация барионов во фрагментах для данной электронной температуры холодного газа T равна $n = n_s T_s / T$. Масса излучающего газа и плотность задают излучающий объем, а также поверхностную барионную плотность фрагментов $N_b = M / (4\pi r^2 \zeta m_p)$, где r — радиус пограничной плотной оболочки, а ζ — параметр суммарной поверхности всех фрагментов — одной стороны для плоских фрагментов. Параметр ζ в принципе мог бы быть найден при 3D-гидродинамическом моделировании взаимодействия сверхновой с околос звездным газом и сопутствующей RT-неустойчивости. Впрочем, сложность подобного подхода очевидна даже в адиабатическом случае (Блондин, Эллисон, 2001).

Доли ионизованного водорода и гелия при нормальном содержании вычисляются с учетом столкновительной ионизации с двух нижних уровней и радиативной рекомбинации на все уровни в случае В. Фотоионизация в поле излучения сверхновой не учитывается. Населенность второго уровня водорода и He II определяется с учетом многократного

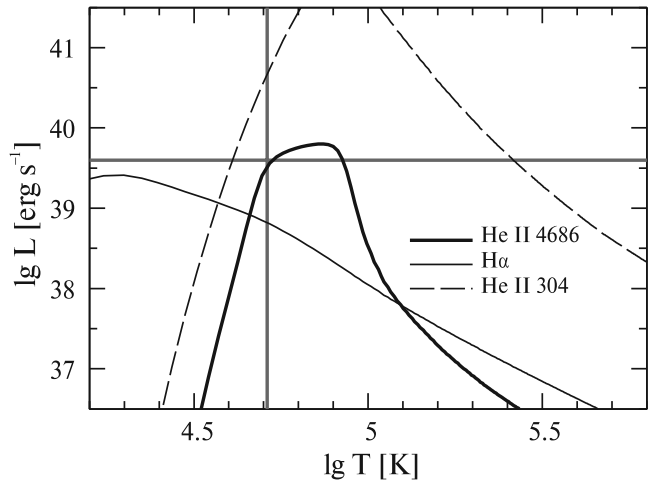


Рис. 2. Модельная светимость в линиях He II 4686 Å (толстая линия), H α (тонкая линия) и He II 304 Å (штриховая линия) в зависимости от температуры фрагментов. Горизонтальная линия показывает наблюдаемую светимость He II 4686 Å, вертикальная линия обозначает температуру, выбранную из условий воспроизведения светимости He II 4686 Å, отношения 4686 Å/Н α ~ 5 и предположения о минимальной величине светимости в линии 304 Å.

рассеяния резонансного излучения в приближении локального выхода фотонов с вероятностью $\beta_{ik} = [1 - \exp(-\tau_{ik})] / \tau_{ik}$, где $\tau_{ik} = \sigma_0 f_{ik} \lambda_{ik} N_i / u_i$. В последнем выражении $\sigma_0 f_{ik}$ — интегральное сечение в линии, f_{ik} — сила осциллятора, λ_{ik} — длина волны, N_i — лучевая концентрация иона/атома во фрагменте на нижнем уровне рассматриваемого перехода, u_i — локальная дисперсия скоростей, которая принята равной изотермической скорости звука излучающего газа.

Столкновительная ионизация водорода и гелия рассчитана с использованием классического сечения ионизации, которое усредняется по распределению Максвелла. Скорости столкновительных переходов в He II получены на основе приближения ван Режемортера (1962), а для водорода использовались коэффициенты скорости столкновительных переходов из работы Вернаца и др. (1981). Для водорода учитываются три нижних уровня плюс континуум, для He II учтены четыре нижних уровня плюс континуум.

В приближении локального выхода фотонов светимость в линии определяется суммарной скоростью столкновительного возбуждения верхнего уровня соответствующего перехода C_k , скоростью локального выхода фотонов $A_{ki} \beta_{ik}$ и темпом столкновительных переходов с уровня k на все нижние D_k . Выражение для светимости в линии в этом случае имеет вид $L_{ik} = C_k h \nu_{ik} V A_{ki} \beta_{ik} / (A_{ki} \beta_{ik} + D_k)$, где V — полный объем излучающих холодных фрагментов. Вклад рекомбинаций в свечение H α и линий

He II определяется коэффициентами излучения в Случае В (Остерброк, Ферланд, 2006).

РЕЗУЛЬТАТЫ

Рассчитанная температурная зависимость светимости в линиях $\text{H}\alpha$, He II 4686 Å и He II 304 Å в SN 2020jfo на момент 2.1 дня после взрыва представлена на рис. 2. Исходные параметры даны в трех первых строках табл. 1. В нижних строках табл. 1 приведены масса светящегося газа, параметр ζ и поверхностная барионная плотность фрагментов, определяемая полной массой фрагментов и их суммарной поверхностью. Масса и ζ найдены из согласия между рассчитанной и наблюдаемой светимостью линии 4686 Å. Роль параметра ζ сводится к выбору оптимальной поверхностной плотности фрагментов, при которой реализуется приемлемая величина вероятности выхода квантов линии из среды.

Столкновительное возбуждение He II приводит к значительному превышению светимости линии He II 4686 Å над $\text{H}\alpha$ в диапазоне температур $(4.5 - 8) \times 10^4$ К, подтверждая высказанное выше предположение. На рис. 2 приведена также светимость резонансной линии He II 304 Å, поскольку она доминирует в радиативных потерях энергии в рассматриваемом диапазоне температур и важна в балансе энергии фрагментов.

Ключевой результат моделирования — определение оптимальной температуры $T \approx 52000$ К, при которой воспроизводится три основных свойства линии He II 4686 Å, а именно, ее светимость, высокое отношение (фактор 5) к светимости $\text{H}\alpha$ и значительная оптическая толщина $\tau_{34} \approx 5$. При этом минимизируется потеря энергии эмиссией 304 Å, светимостью которой в этом случае составляет 4×10^{40} эрг с⁻¹.

НАГРЕВ ФРАГМЕНТОВ

Рентгеновская светимость внешней ударной волны на рассматриваемой стадии достигает 10^{41} эрг с⁻¹ (Утробин, Чугай, 2024). Однако при высокой температуре тормозного излучения (~ 300 кэВ) и малой поверхностной плотности фрагментов ($\sim 10^{-4}$ г см⁻²) мощность рентгеновского излучения, поглощаемая фрагментами невелика и составляет $\lesssim 10^{37}$ эрг с⁻¹, значительно ниже светимости линии He II 304 Å.

Альтернативный механизм нагрева — электронная теплопроводность. Оценим эту возможность, пренебрегая пока магнитным полем. При малом сечении передачи энергии горячих электронов электроном в фрагментах и небольшой поверхностной плотности фрагментов вероятность рассеяния с существенной потерей энергии мала, $\rho \sim 10^{-3}$. Максимальные скорости горячих

электронов оказываются субрелятивистскими ($\beta = v/c \sim 1$). В этом случае следует использовать релятивистское выражение для их кинетической энергии $E = mc^2(\gamma - 1)$, где $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$. В таком виде кинетическая энергия входит в распределение Максвелла $f(\beta) \propto \beta^2 \exp(-E(\beta)/kT)$ со скоростями $\beta < 1$.

Излучающие плотные фрагменты локализируются в тонком слое вблизи контактной поверхности сверхновой/ветер (безразмерный радиус $R = 1$). При стационарном ветре $\rho \propto 1/r^2$ и распределении плотности в сверхновой $\rho \propto 1/v^7$ согласно автомодельному решению (Шевалье, 1982; Надёжин, 1985) на радиусе $R = 1.05$ плотность во внешней ударной волне в 2 раза выше, а температура в два раза ниже, чем на фронте ударной волны. Условия в горячей плазме на радиусе $R = 1.05$ предположительно характеризуют среду, в которую погружены плотные излучающие фрагменты. В этом случае средняя энергия горячих электронов в потоке электронов в данном направлении равна 164 кэВ, а средняя скорость электронов в потоке равна $\beta = 0.54$.

Потери энергии быстрого электрона в плазме на единицу длины составляют (Брейзман и др., 2019)

$$\frac{dE}{ds} = -\frac{2\pi e^4 n_e}{mc^2 \beta^2} \ln \left[\frac{m^2 c^4 (\gamma^2 - 1)(\gamma - 1)}{2(\hbar \omega_p)^2 \gamma^2} \right], \quad (2)$$

где n_e — концентрация электронов во фрагментах, m — масса электрона, ω_p — плазменная частота во фрагментах, а остальные обозначения стандартные. Средний путь электрона при пересечении плоского фрагмента равен $l = 2b \approx 2.5 \times 10^4$ см, где $b = N_b/n_b \approx 1.25 \times 10^4$ см — средняя толщина фрагмента. Средняя потеря энергии быстрого электрона при пересечении фрагмента равна $\Delta E = (dE/ds)l$, а поток энергии, инжектируемый в холодный фрагмент составляет $q = (1/4)y_e n_s c \beta \Delta E \approx 9.7 \times 10^9$ эрг с⁻¹ см⁻², где $y_e = 0.85$ — число электронов на барион, $n_s = 4 \times 10^9$ см⁻³ — концентрация барионов на фронте, ударной волны. Полная мощность нагрева всех фрагментов равна $L_{inj} = 8\pi r^2 \zeta q \approx 6.2 \times 10^{40}$ эрг с⁻¹ (учитываются потоки электронов на обе стороны плоских фрагментов). Полученная оценка мощности полностью компенсирует потери энергии фрагментами в линии He II 304 Å (4×10^{40} эрг с⁻¹).

Магнитное поле, которое может генерироваться турбулентностью из-за неустойчивости Рэлея—Тэйлора (Шевалье, 1982b) вряд ли может помешать инжекции горячих электронов внутрь фрагментов. Гирорадиус быстрого электрона $r_e = \beta \gamma m c^2 / eB$ сравнивается с толщиной фрагментов $b \approx 1.2 \times 10^4$ см при величине магнитного поля во фрагментах $B \approx 0.3$ Гс. Сопоставимые с этой величиной магнитные поля привлекаются при интерпретации радиоизлучения SNe IIP на ранней стадии (Шевалье

и др., 2006; Ядав и др., 2014). По этой причине нет оснований предполагать поле существенно превышающее 0.3 Гс. Довольно неожиданно, что такое поле не подавляет, а увеличивает нагрев электронами, поскольку кривизна траектории электрона в магнитном поле увеличивает время пребывания электрона во фрагменте.

ОБСУЖДЕНИЕ

Представленная модель формирования широкой миссии He II 4686 Å в раннем спектре SN 2020jfo удовлетворительно объясняет ее основные характеристики — большое синее смещение, светимость линии, высокое отношение He II 4686 Å/ Hα и значительную оптическую толщину в линии. Таким образом, модель отражает основную физику явления заключающуюся в том, что светят плотные фрагменты с температурой $\approx 5 \times 10^4$ К, которые погружены в горячий газ внешней ударной волны. Эта модель приложима и к другим SN IIP с широкой эмиссией He II 4686 Å/Hα в ранних спектрах. Данная модель является альтернативной по отношению к модели ранних спектров SNe IIP (Дессарт и др. 2017), в которой отсутствует внешняя адиабатическая ударная волна, но присутствует широкая эмиссия He II 4686 Å.

Газ, излучающий широкую линию 4686 Å, порождается пограничной тонкой плотной оболочкой, которая подвержена РТ-неустойчивости. Такая оболочка формируется на стадии ВУВ в SN IIP (Грасберг и др., 1971; Шевалье, 1981). Подобная оболочка с массой ($\sim 10^{-6} M_{\odot}$) присутствует в гидродинамической модели SN 2020jfo (Утробин, Чугай, 2024). Через три часа после ВУВ взаимодействие с ветром увеличивает массу тонкой оболочки до $\sim 10^{-5} M_{\odot}$, тогда как контраст плотности оболочки (ρ_2) относительно ветра перед ударной волной (ρ_1) увеличивается до $\sim 10^4$. Резкое торможение тонкой оболочки означает значительное эффективное ускорение $g = -d^2 R/dt^2 \sim 2 \times 10^3$ см с $^{-2}$, тогда как высокий контраст плотности означает число Атвуда $A = (\rho_2 - \rho_1)/(\rho_1 + \rho_2) \sim 10^4$. Большие величины g и A приводят к экспоненциальному росту РТ-неустойчивости тонкой плотной оболочки с инкрементом $\gamma \approx \sqrt{Agk} \sim 3 \times 10^{-3}/\lambda_{13}$ с $^{-1}$, где $\lambda = 2\pi/k$, а λ_{13} — в единицах 10^{13} см.

Возмущения в виде струй плотного газа проникают в горячий разреженный газ; тот, в свою очередь, образует пузыри, которые тормозят оболочку между струями. На нелинейной стадии экспоненциальный рост струй сменяется их ростом по закону $h \approx Agt^2$ (Ферми, фон Нойманн, 1953). В действительности этот рост ограничивается КГ-неустойчивостью, которая приводит к растеканию головной части струи с формированием грибовидной структуры, что демонстрируют эксперименты

и трехмерное моделирование (см. Блондин, Эллисон, 2001). В результате развития КГ-неустойчивости формируется ансамбль искривленных тонких двумерных фрагментов плотного газа внедренных в разреженный горячий газ внешней ударной волны. Сопутствующая турбулентность приводит к дальнейшей фрагментации плотного газа и его перемешиванию с горячим газом. В итоге плотные фрагменты пропадают и широкая эмиссия He II 4686 Å исчезает. Описанный сценарий позволяет понять ранее появление и короткое время существования широкой эмиссии He II 4686 Å.

Интересным следствием предложенной модели широкой эмиссии He II 4686 Å может быть вспышка свечения резонансного дублета O VI 1032, 1038 Å, сопутствующая ослаблению эмиссии 4686 Å. Дело в том, что финальная стадия фрагментации сопровождается увеличением полной поверхности фрагментов, что ведет к более эффективному нагреву и более высокой светимости резонансного дублета O VI при температуре $\sim 10^5$ К. Предсказываемая эмиссия O VI 1032, 1038 Å будет иметь такую же ширину, как и широкая эмиссия 4686 Å в противоположность эмиссионным линиям с узким ядром и широкими крыльями, возникающим в фотоионизованном ветре перед ударной волной (Гро, 2014).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Резюмируем основные результаты.

- Предложена модель свечения широкой линии He II 4686 Å в сверхновой IIP SN 2020jfo и сценарий, объясняющий раннее появление и кратковременное присутствие этой эмиссии.
- Широкая эмиссия 4686 Å излучается фрагментами пограничной тонкой плотной оболочки сверхновой, погруженными в горячий газ адиабатической внешней ударной волны. Фрагментация тонкой плотной оболочки и последующее перемешивание фрагментов с горячим газом — результат РТ-неустойчивости внешней оболочки.
- Расчеты ионизации и возбуждения гелия и водорода воспроизводят светимость He II 4686 Å, высокое отношение 4686 Å/Hα и большую оптическую толщину в линии 4686 Å.
- Показано, что нагрев фрагментов может осуществляться горячими электронами внешней ударной волны.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Блинников (S.I. Blinnikov), AIP Conf. Proceed. **1016**, 241 (2008).
2. Блинников, Бартунов (S.I. Blinnikov and O.S. Bartunov), Astron. Astrophys. **273**, 106 (1993).

3. Блондин, Эллисон (J.M. Blondin and D.C. Ellison), *Astrophys. J.* **560**, 244 (2001).
4. Бохигас (J. Bohigas), *Astrophys. J.* **674**, 954 (2022).
5. Брейзман и др. (B.N. Breizman, P. Aleynikov, E.M. Hollmann, and M. Lehn), *Nucl. Fusion* **59**, Iss. 8, article id. 083001 (2019).
6. Булливант и др. (C. Bullivant, et al.), *MNRAS* **476**, 1497 (2018).
7. Грасберг и др. (E.K. Grasberg, V.S. Imshennik, and D.K. Nadyozhin), *Astrophys. Space Sci.* **10**, 3 (1971).
8. Грешенштетте и др. (B.W. Grefenstette, M. Brightman, and H.P. Earnshaw), *Astrophys. J.* **666**, 1093 (2007).
9. Гро (J.H. Groh), *Astron. Astrophys.* **572**, L11 (2014).
10. Дессарт и др. (L. Dessart, D.J. Hillier, and E. Audit), *Astron. Astrophys.* **603A**, 51 (2017).
11. Куимби и др. (R.M. Quimby, J.C. Wheeler, P. Höflich, et al.), *Astrophys. J.* **666**, 1093 (2007).
12. Морозова и др. (V. Morozova, A.L. Piro, and S. Valenti), *Astrophys. J.* **838**, 28 (2017).
13. Надёжин (D.K. Nadyozhin), *Astrophys. Space Sci.* **112**, 225 (1985).
14. Остерброк, Ферланд (D.E. Osterbrock and G.J. Ferland), *Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei* (USA: Univer. Sci. Books, 2006).
15. ван Режемортен (H. van Regemorter), *Astrophys. J.* **136**, 906 (1962).
16. Утробин, Чугай (V.P. Utrobin and N.N. Chugai), *MNRAS* **527**, 6227 (2024).
17. Ферми, фон Нойманн (E. Fermi and J. von Neumann), *Technic. Rep. no. AECU-2979*, Los Alamos Scientific Laboratory, (OSTI ID: 4373391) (1953).
18. Чугай (N.N. Chugai), *MNRAS* **494**, L86 (2020).
19. Чугай и др. (N.N. Chugai, S.I. Blinnikov, A. Fassia, et al.), *MNRAS* **330**, 473 (2002).
20. Чугай (N.N. Chugai), *MNRAS* **326**, 1448 (2001).
21. Шевалье и др. (R.A. Chevalier, C. Fransson, and T.K. Nymark), *Astrophys. J.* **641**, 1029 (2006).
22. Шевалье (R.A. Chevalier), *Astrophys. J.* **258**, 790 (1982a).
23. Шевалье (R.A. Chevalier), *Astrophys. J.* **259**, 302 (1982b).
24. Шевалье (R.A. Chevalier), *Fundament. Cosmic Phys.* **7**, 1 (1981).
25. Шрестха и др. (M. Shrestha, J. Pearson, S. Wyatt, et al.), eprint arXiv:2310.00162 (2023).
26. Эндрюс и др. (J.E. Andrews, D.J. Sand, S. Valenti, et al.), *Astrophys. J.* **885**, 43 (2019).
27. Ядав и др. (N. Yadav, A. Ray, S. Chakraborti, et al.), *Astrophys. J.* **782**, 30 (2014).
28. Якобсон-Галан и др. (W.V. Jacobson-Galán, L. Dessart, R. Margutti, et al.), *Astrophys. J.* **954**, L42 (2023).
29. Ярон и др. (O. Yaron, D.A. Perley, A. Gal-Yam, et al.), *Nature Phys.* **13**, 510 (2017).

ОБЛАЧНАЯ АККРЕЦИЯ КАК ВОЗМОЖНАЯ ПРИЧИНА ПРОДОЛЖИТЕЛЬНЫХ ЗАТМЕНИЙ ЗВЕЗД ТИПА UX ORI

© 2024 г. В. П. Гринин^{1, 2, *}, Т. В. Демидова³

¹Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

²Астрономический Институт им. В.В.Соболева, Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

³Крымская астрофизическая обсерватория, пгт. Научный, Крым, Россия

Поступила в редакцию 17.01.2024 г.

После доработки 22.02.2024 г.; принята к публикации 27.02.2024 г.

Предложена модель глубоких и продолжительных затмений молодых звезд типа UX Ori. Некоторые из этих событий продолжаются десятилетиями, и существующие модели не могут их объяснить. Показано, что такие затмения могут быть вызваны падением на протопланетный диск газопылевых облаков из остатков протозвездного облака. Возмущение в диске, вызванное падением облака, приводит к всплеску аккреционной активности звезды и, как следствие, к усилению дискового ветра. Если околозвездный диск наклонен под небольшим углом к лучу зрения, то пыль, поднятая ветром с поверхности диска, может вызвать сильное уменьшение блеска звезды, которое может продолжаться десятилетиями.

Ключевые слова: аккреция, протопланетные диски, звезды до Главной последовательности, газодинамическое моделирование, звезды типа UX Ori.

DOI: 10.31857/S0320010824030045, **EDN:** NSBGIIY

ВВЕДЕНИЕ

Звезды типа UX Ori относятся к числу фотометрически наиболее активных молодых объектов. Причина их активности — небольшой наклон околозвездных дисков относительно направления на наблюдателя (Гринин и др., 1991; Натта и др., 1997). В результате яркость этих звезд изменяется вслед за изменением околозвездной экстинкции на луче зрения. Амплитуда ослабления блеска в оптической области спектра достигает 2–3^m. Уменьшению блеска звезды ниже этого уровня препятствует рассеянное излучение ее околозвездного диска, которое доминирует в глубоких минимумах (Гринин, 1988). Продолжительность минимумов обычно находится в интервале от нескольких дней до двух-трех недель. Такие события могут быть вызваны флуктуациями плотности газопылевой атмосферы диска в зоне испарения пыли (Натта и др., 2001; Дуллемонд и др., 2001), неоднородной структурой дискового ветра (Винкович, Юрких, 2007; Тамбовцева, Гринин, 2008) или облаками заряженных частиц, поднимающихся над плоскостью диска вдоль силовых линий магнитного поля (Тернер и др., 2014). Однако в некоторых случаях наблюдаются очень длительные затмения, продолжающиеся десять и более лет (см., например, Семков и др., 2015; Гринин и др., 2023). Подобные события не имеют до сих пор приемлемого объяснения. В нашей статье предлагается

полуэмпирическая модель таких событий. Предполагается, что они могут быть следствием падения на диск массивных газопылевых сгустков из остатков протозвездного облака или из околозвездного пространства.

Теория предсказывает формирование таких сгустков в окрестностях протозвезд на ранних этапах их эволюции (Куффмайер и др., 2018). При этом аккреция таких сгустков может происходить на внутренние части диска (~1 а.е.). Также сгустки массой в несколько десятков масс Юпитера могут сформироваться вследствие развития гравитационной неустойчивости на периферии массивных протопланетных дисков (Воробьев, Басу, 2005). Некоторые из таких сгустков теряют угловой момент, взаимодействуя с окружающим газом, и мигрируют к центру диска, вызывая вспышки аккреции. Кроме того, сгустки могут покидать родительский диск в процессе бурной релаксации системы (Басу, Воробьев, 2012; Воробьев и др., 2017). Выброс сгустков будет способствовать стабилизации системы по аналогии с процессами, происходящими в молодых звездных скоплениях (например, Гудвин, 1998).

Такие газовые сгустки могут наблюдаться в виде компактных темных пятен на фоне ярких отражательных туманностей и областей HII (Гам и др., 2007; Грэнман и др., 2018). При сближении компактного облака с протопланетным диском оно будет вытягиваться в струю конечного размера.

* Электронный адрес: vgcrao@mail.ru

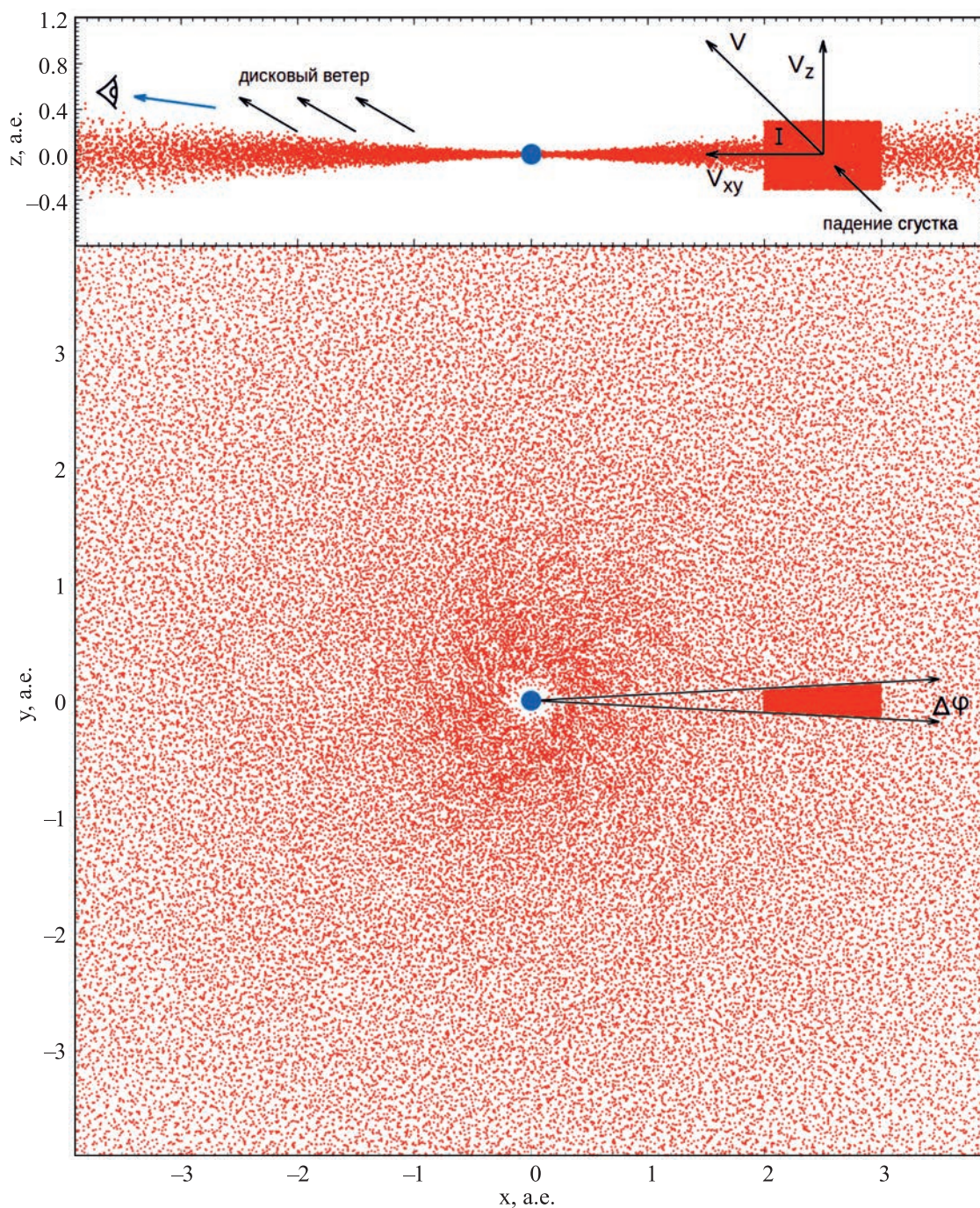


Рис. 1. Вверху показано сечение диска в плоскости xz после добавления одной порции вещества сгустка. Внизу — проекция положения частиц газа на плоскость xy для модели $m = 0.3M_{\text{Jup}}$, $r_0 = 2$ а.е., $r_1 = 3$ а.е., $L = 0.5$, $I = 45^\circ$, $\Delta\phi = 6^\circ$.

Асимметричные струеподобные газовые структуры обнаружены на высококонтрастных изображениях ряда протопланетных дисков, полученных с помощью интерферометра ALMA (Пинедра и др., 2023). Наиболее яркие примеры таких структур наблюдались у молодых объектов SU Aur (Гински и др., 2021) и DG Tau (Гаруфи и др., 2022). Это позволяет

предполагать, что аккреция газовых сгустков на протопланетный диск из окружающего пространства не является исключительно редким событием.

В наших предыдущих работах Демидовой и Гринина (2022, 2023) методом SPH были рассчитаны трехмерные газодинамические модели, на основе которых исследовались наблюдательные

проявления последствий столкновения газового сгустка с протопланетным диском. Было показано, что при наблюдениях диска с полярных направлений, падение облака приводит к формированию крупномасштабных структур, которые могут наблюдаться на изображениях в субмиллиметровом диапазоне. При этом падение массивного облака вблизи звезды может спровоцировать вспышку типа FU Ori, а также наклонить внутреннюю часть диска относительно периферии. В данной работе мы изучаем случай, когда протопланетный диск наблюдается под небольшим углом к лучу зрения (случай звезд типа UX Ori).

МОДЕЛЬ

В статье рассматривается модель системы, состоящей из звезды с массой $M_* = 1.4 M_\odot$, радиусом $R_* = 2.3 R_\odot$ и температурой $T_* = 7500$ К, окруженной газовым диском. В начальный момент времени вещество в диске распределено в пределах $r_{in} = 0.1$ а.е., $r_{out} = 50$ а.е. по стандартному закону распределения плотности, описанному в работе Дютри и др. (1994):

$$\rho(r, z, 0) = \frac{\Sigma_0}{\sqrt{2\pi}H(r)} \frac{r_{in}}{r} e^{-\frac{z^2}{2H^2(r)}}, \quad (1)$$

где r — это расстояние от центра звезды в плоскости диска (цилиндрический радиус), а z — расстояние от плоскости диска, Σ_0 — поверхностная плотность на расстоянии r_{in} (определяется общей массой диска $M_{disk} = 0.01 M_\odot$). Полутолщина диска определяется формулой:

$$H(r) = \sqrt{\frac{\kappa T_{mid}(r) r^3}{G M_* \mu m_H}}, \quad (2)$$

где T_{mid} — это температура вещества в плоскости диска, G — гравитационная постоянная, m_H — масса водорода, а $\mu = 2.35$ — средняя молекулярная масса.

Диск предполагается изотермичным по вертикали. Зависимость температуры от расстояния до звезды описывается соотношением, аналогичным принятому в работах Чанга и Голдрейха (1997) и Дуллемонда и Доминика (2004):

$$T_{mid}(r) = \sqrt[4]{\frac{\Gamma}{4}} \sqrt{\frac{R_*}{r}} T_*, \quad (3)$$

где параметр $\Gamma = 0.05$, и не меняется со временем.

Динамика диска рассчитывалась на протяжении 600 лет, а затем в него порциями добавлялось возмущение плотности (что симулирует падение струи газа) в пределах радиусов r_0 , r_1 и азимутального угла $\Delta\phi$ (рис. 1). Всего было добавлено пять порций газа с интервалом времени 0.2 года (расчеты показали, что за это время точка на расстоянии $r = 3$ а.е., находящаяся вблизи апоастро орбиты, проходит $\sim 6^\circ$). Считалось, что в процессе столкновения с диском вещество теряло некоторую часть энергии на нагрев диска. Поэтому предполагалось, что скорость возмущения меньше кеплеровской и составляет долю L от нее на данном расстоянии (кроме того, при ретроградном падении сгустка его скорость будет уменьшаться из-за взаимодействия с веществом диска). Сохранялась и вертикальная составляющая скорости, соответствующая наклонению I , поскольку предполагалось, что орбита облака пересекает плоскость диска под некоторым углом.

Таблица. Параметры моделей

$r_0 - r_1$, а.е.	L	I , °	m , M_{Jup}	$\Delta\phi$, °	Δt_d , годы	Δt_{min} , годы
2–3	0.5	45	0.3	6	35	355
3–4	0.5	45	0.3	6	60	>500
4–5	0.5	45	0.3	6	112	>500
2–3	0.4	45	0.3	6	15	130
2–3	0.6	45	0.3	6	45	>500
2–3	0.5	30	0.3	6	55	>500
2–3	0.5	60	0.3	6	25	165
2–3	0.5	45	0.3	4	35	360
2–3	0.5	45	0.3	8	35	340
2–3	0.5	45	0.1	6	60	>500
2–3	0.5	45	0.5	6	25	127

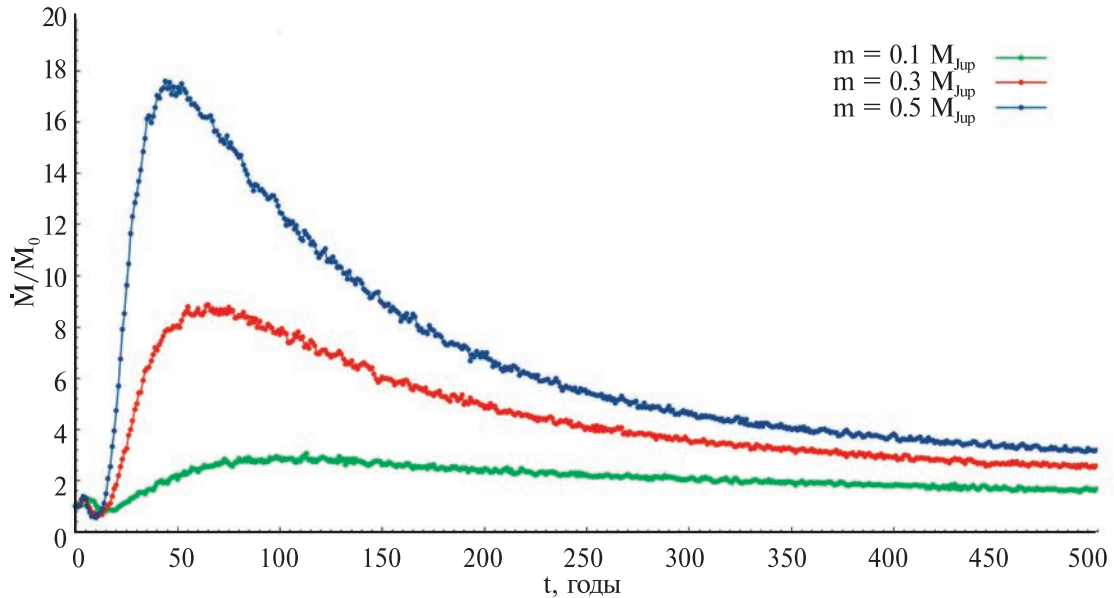


Рис. 2. Темп аккреции в зависимости от времени для трех значений начальной массы сгустка: $0.1M_{Jup}$ (зеленая линия), $0.3M_{Jup}$ (красная линия) и $0.5M_{Jup}$ (синяя линия). Значение дано относительно невозмущенного значения $\dot{M}_0$. Параметры модели $r_0 = 2$ а.е., $r_1 = 3$ а.е., $L = 0.5$, $I = 45^\circ$, $\Delta\phi = 6^\circ$.

Варьировалась также масса возмущения m . Подробное описание модели приведено в статье Демидовой и Гринина (2023). После добавления сгустка расчеты продолжались еще 500 лет.

МЕТОД

Газодинамические расчеты проводились с использованием метода SPH с переменной длиной сглаживания, лежащего в основе космологического кода GADGET-2 (<https://wwwmpa.mpa-garching.mpg.de/gadget/>) (Спрингель и др., 2001; Спрингель, 2005), модифицированного нами для протопланетных дисков (Демидова, 2016). В расчетах принимало участие 10^6 частиц со свойствами газа. Учитывались вязкость и самогравитация диска.

При расчетах перенос углового момента осуществлялся за счет введения численной вязкости, для которой задавались следующие параметры: $\alpha_{SPH} = 1$, $\beta_{SPH} = 0$. Турбулентная вязкость в таком случае определяется как $\nu = 0.1c_s h \alpha_{SPH}$ (Прайс, 2012), где c_s — это скорость звука, определенная в пределах сферы, ограниченной длиной сглаживания h в методе SPH. Таким образом, параметр вязкости Шакуры-Сюняева α_{SS} (Шакура, Сюняев, 1973) не является постоянным и связан с α_{SPH} соотноше-

нием: $\alpha_{SS} = 0.1\alpha_{SPH} \frac{h}{H(r)}$. В невозмущенном диске значение α_{SS} меняется в пределах от 0.36 до 0.01.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Затмение звезды дисковым ветром

На рис. 2 показан всплеск темпа аккреции, вызванный падением на диск в момент $t = 0$ газового сгустка из околозвездного окружения звезды. Место его падения на диск находится на расстоянии 2 – 3 а.е. от звезды. Аккреционный всплеск начинается в тот момент, когда волна возмущения в диске, вызванная падением сгустка, достигает ближайших окрестностей звезды. В максимуме вспышки темп аккреции превышает таковой в невозмущенном состоянии диска ($\dot{M}_0 = 1.3 \times 10^{-7} M_\odot / \text{г}$) примерно в 3 раза в случае $m = 0.1M_{Jup}$ (M_{Jup} — масса Юпитера), 9 раз при $m = 0.3M_{Jup}$ и в 18 раз при $m = 0.5M_{Jup}$. Кроме того, с увеличением начальной массы сгустка сокращается время между началом роста темпа аккреции и достижением его максимального значения.

Расчеты показали, что турбулентная вязкость в области $r < 3$ а.е. уменьшается до $\frac{2}{3}v_0$ (v_0 — невозмущенное значение) через 10 лет, после добавления возмущения в газовую среду диска, а затем медленно возрастает и через 100 лет составляет $0.7v_0$. Таким образом, увеличение темпа аккреции в модели связано, в первую очередь, с существенным увеличением количества вещества с субкеплеровыми скоростями в рассматриваемой области, а не с изменением вязкости.

Следует отметить, что вспышка аккреционной активности звезды, вызванная падением клампа на диск, должна сопровождаться также увеличением

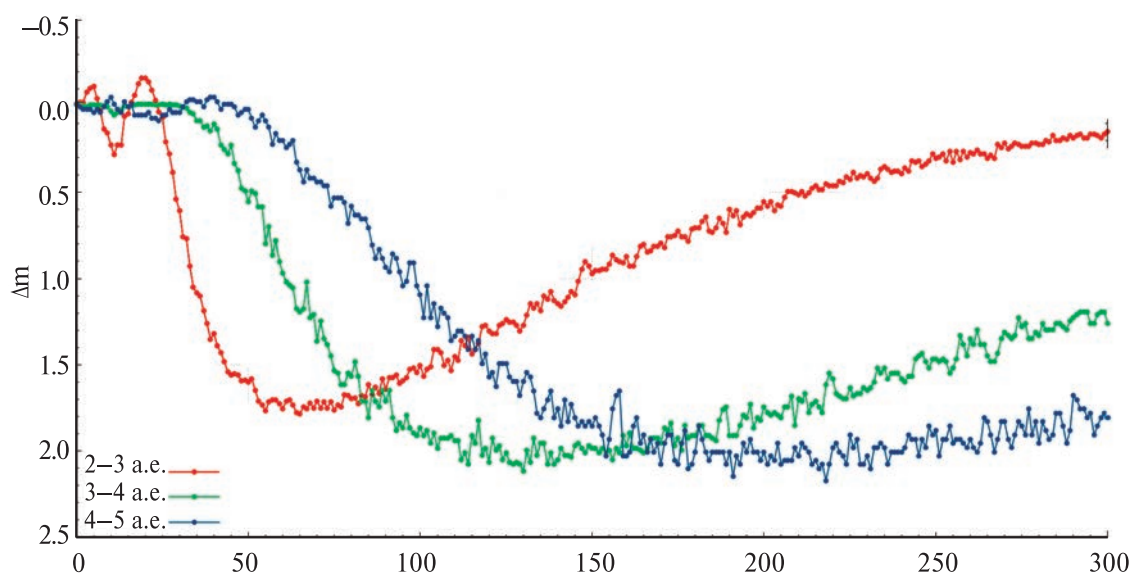


Рис. 3. Теоретические кривые блеска звезды, затмеваемой дисковым ветром, для моделей с параметрами $L = 0.5$, $I = 45^\circ$, $\Delta\phi = 6^\circ$ и трех диапазонов $r_0 - r_1$ (указаны в нижнем левом углу).

инфракрасного (ИК) излучения от возмущенной области диска. Форма и амплитуда ИК-отклика зависят от параметров модели и угла наклона диска к лучу зрения. Кроме того, дополнительным источником ИК-излучения может быть запыленный дисковый ветер (см. ниже).

Предполагается, что всплеск аккреционной активности сопровождается усилением магнито-центробежного дискового ветра. В случае звезд типа FU Ori усиление дискового ветра наблюдалось непосредственно по спектрам звезды (Хартманн, Кеньон, 1996). Из теории известно (см., например, Кенигл, Пудриц, 2000), что скорость потери массы в магнито-центробежном ветре $\dot{M}_{\text{wind}}$ и темп аккреции $\dot{M}$ тесно связаны: $\dot{M}_{\text{wind}} \approx 0.1\dot{M}$. В процессе ускорения вещество ветра увлекает мелкие частицы пыли и поднимает их над поверхностью диска (Сафье, 1993; Трипати и др., 2017). В результате дисковый ветер может стать источником околозвездной экстинкции. Оптическая толщина ветра в направлении на наблюдателя τ зависит от типа модели ветра и наклона диска и пропорциональна $\dot{M}_{\text{wind}}$. Обозначим через τ_{max} значение τ в максимуме вспышки. Тогда можно написать: $\tau = \tau_{\text{max}}(\dot{M} - \dot{M}_0) / \dot{M}_{\text{max}}$, где $\dot{M}_0$ — темп аккреции при $t = 0$. По смыслу этой формулы полученное из нее значение τ представляет собой приращение оптической толщины дискового ветра, вызванное усилением темпа аккреции.

С учетом этого теоретическая кривая блеска имеет вид $I = I_{\text{tot}}e^{-\tau} + I_{\text{sc}}$, где I_{tot} — интенсивность излучения звезды во время аккреционной вспышки, а I_{sc} — рассеянный свет. Поскольку мы не знаем точно, как аккреционная вспышка

трансформируется в оптическую, для простоты примем $I_{\text{tot}} = I_* \cdot \dot{M} / \dot{M}_0$ и $I_{\text{sc}} = 0.01I_{\text{tot}}$. При расчете кривых блеска предполагалось, что $\tau_{\text{max}} = 5$.

Параметры рассчитанных моделей с различными характеристиками сгустка приведены в табл. 1. В последних двух столбцах выполнены оценки временных интервалов Δt_d , в течение которых блеск убывает, Δt_{min} — интервал времени с начала убывания блеска до возвращения к первоначальному значению.

Теоретические кривые блеска показаны на рис. 3–5. Видно, что с уменьшением расстояния между возмущением и звездой блеск убывает быстрее, а фаза минимума становится короче (рис. 3). Похожим образом на кривую блеска влияет уменьшение параметра L (рис. 4) и увеличение угла падения I (рис. 5). Расчеты показали, что вариации параметра $\Delta\phi$ в пределах $4^\circ - 8^\circ$ не оказывают заметного влияния на поведение кривой блеска.

Кривая блеска CQ Tau

На рис. 6 представлена кривая блеска CQ Tau в полосе В на интервале времени ~ 125 лет. Видно, что фотометрическая активность звезды резко изменилась в середине прошлого века: яркое состояние звезды, сопровождавшееся небольшими колебаниями потока, закончилось резким падением блеска, вызванным сильным увеличением околозвездной экстинкции. Этот глубокий минимум имеет сложную форму и продолжается уже более полувека (Миникулов и др., 1993; Шаховской и др., 2005; Гринин и др., 2023). Выполненный недавно периодограммный анализ фотометрической

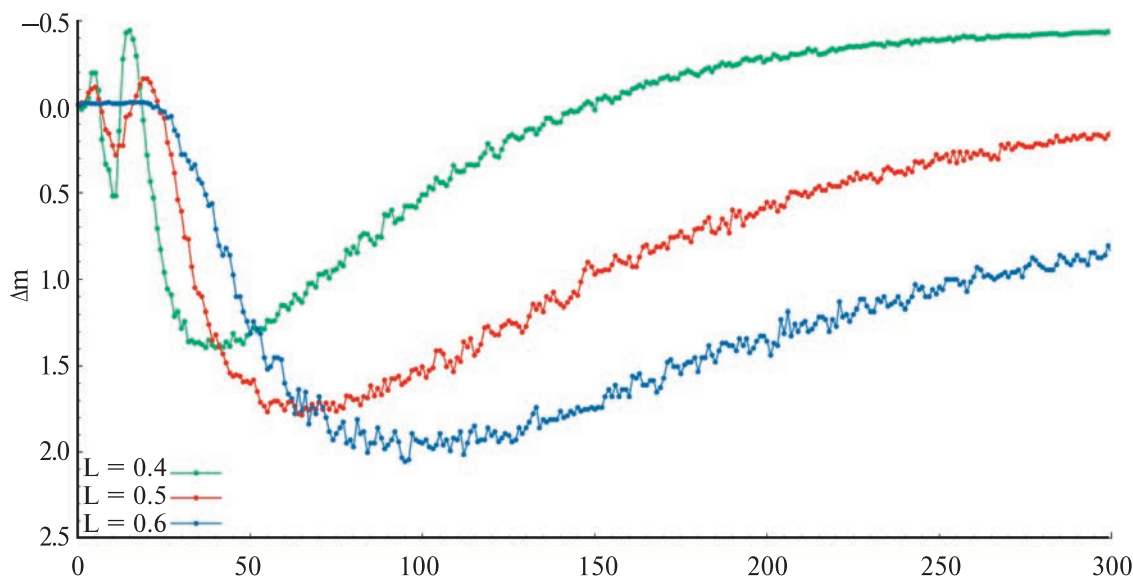


Рис. 4. То же, что и на рис. 3 для моделей с параметрами $r_0 = 2$ а.е., $r_1 = 3$ а.е., $I = 45^\circ$, $\Delta\phi = 6^\circ$ и трех значений параметра L (указаны в нижнем левом углу).

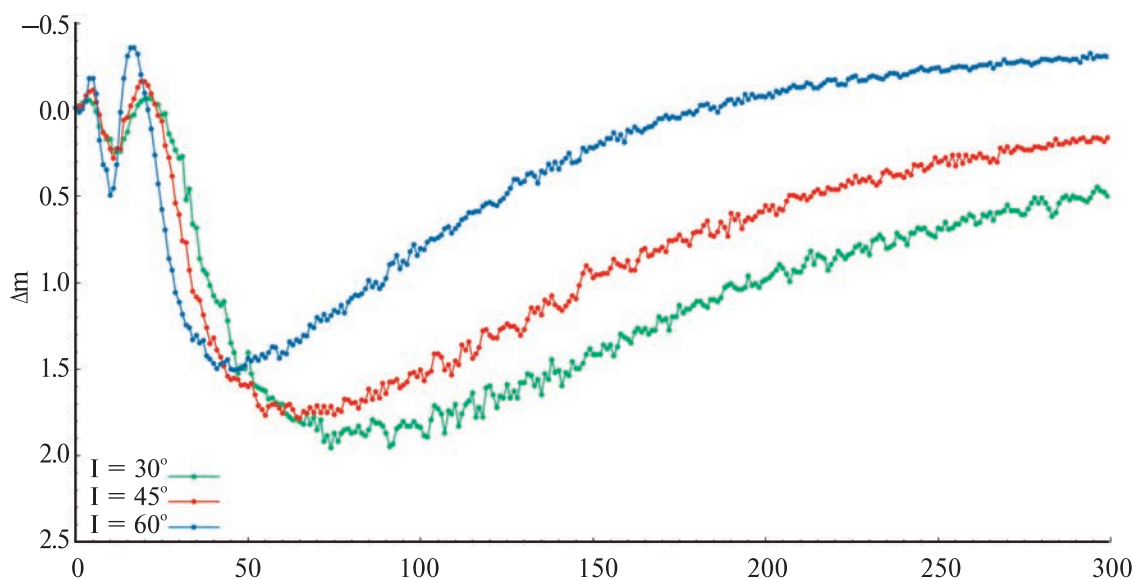


Рис. 5. То же, что и на рис. 3 для моделей с параметрами $r_0 = 2$ а.е., $r_1 = 3$ а.е., $L = 0.5$, $\Delta\phi = 6^\circ$ и трех значений наклона I (указаны в нижнем левом углу).

активности звезды (Гринин и др., 2023) подтвердил наличие заподозренного ранее (Шаховской и др., 2005) периода 10 лет (см. также статью Хаммон и др., 2022). Из рис. 6 следует, что звезда постепенно возвращается к исходному яркому состоянию, претерпевая частые и глубокие ослабления блеска. Они свидетельствуют о том, что звезда до сих пор окружена большим количеством сильно неоднородной околосредной пыли, которая, несмотря на большой наклон внутреннего диска к лучу зрения

(около 40° см. ниже), способна время от времени экранировать звезду от наблюдателя.

Примерно такой же формы глубокий минимум длительностью около 10 лет наблюдался (Семков и др., 2015) у звезды типа Т Тельца V1184 Tau, кривая блеска которой представлена на рис. 7. Общее сходство теоретических и наблюдаемых кривых блеска, представленных на рис. 3–5 и 6, 7, позволяет предположить, что в обоих случаях сильное и продолжительное уменьшение блеска

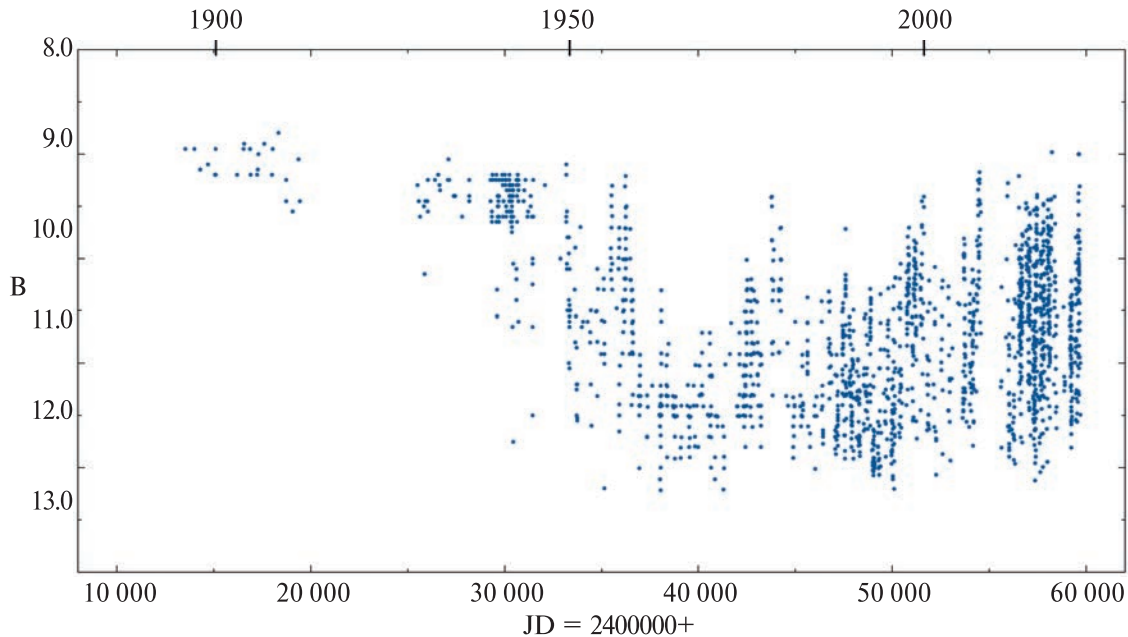


Рис. 6. Историческая кривая блеска CQ Tau в полосе V по данным (Гринин и др., 2023).

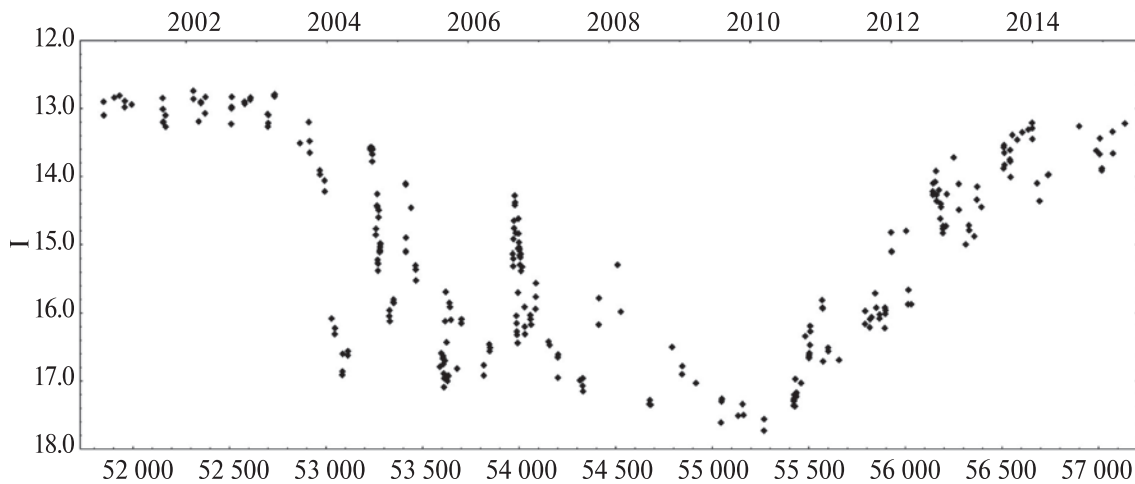


Рис. 7. Кривая блеска V1184 Tau в полосе I из работы Семкова и др., A&A, A113, 2015, приводится с разрешения © ESO.

этих звезд было инициировано возмущением в их околозвездных дисках, причиной которого могло быть падение массивного облака на диск в окрестности звезды. Следует отметить, что в настоящее время CQ Tau характеризуется довольно высоким темпом аккреции: $\dot{M} = 1.12 \times 10^{-7} M_{\odot}$ в год (Донхью, Бриттен, 2011). При таком темпе аккреции запыленный дисковый ветер может быть непрозрачен для оптического излучения звезды даже при наклоне диска к лучу зрения около 40° (Альбрант и др., 2024). Возмущения, вызванные орбитальным движением компаньона¹, приводят к

¹ Есть основания предполагать, что его орбита имеет большой эксцентриситет (Гринин и др., 2023).

периодическим вариациям амплитуды затмений, которые хорошо видны на кривой блеска звезды (см. рис. 6).

Аналогичное резкое падение блеска произошло у звезды AA Tau в 2011 г., и в таком состоянии звезда находится до сих пор (Бувье и др., 2013; Ковей и др., 2021). Еще у одной звезды типа Т Тельца — RW Aur — фотометрическая активность сильно изменилась в последние годы: у звезды стали наблюдаться глубокие и продолжительные минимумы (Шенаврн и др., 2015; Петров и др., 2015; Факкини и др., 2016; Додин и др., 2019). Такие крупномасштабные ослабления блеска молодых звезд свидетельствуют о появлении в их

ближайших окрестностях дополнительной порции вещества, стимулировавшей подъем пыли над диском, в том числе за счет усиления дискового ветра.

ОБСУЖДЕНИЕ

Запыленный дисковый ветер может быть не только источником околозвездной экстинкции, вызывающей при малых углах наклона диска к лучу зрения ослабление оптического блеска звезды, но также источником дополнительного ИК-излучения (Банс, Кенигл, 2012). В результате может наблюдаться интересное явление, когда оптический блеск звезды падает, а ИК-излучение усиливается. Такое явление, действительно, наблюдалось у некоторых звезд типа UX Ori. В частности, повышение блеска в полосе K во время оптического минимума наблюдалось у звезды V1184 Tau (Гринин и др., 2009) и было интерпретировано усилением дискового ветра. Аналогичная картина наблюдалась (Шенаврн и др., 2015) у звезды RW Aur и была интерпретирована таким же образом.

Кроме десятилетнего фотометрического периода в изменениях блеска звезды о существовании компаньона в окрестностях CQ Tau свидетельствуют также результаты интерферометрических наблюдений звезды в миллиметровом диапазоне (Убейра Габеллини и др., 2019; Вулфер и др., 2021), которые показали наличие протяженной полости в центральной части околозвездного диска². По данным интерферометрических наблюдений в ближней ИК-области спектра внутренняя часть диска CQ Tau наклонена на угол $i = 48^\circ \pm 5^\circ$ (Эйснер и др., 2004) относительно плоскости неба, тогда как по данным наблюдений в миллиметровом диапазоне внешний диск наклонен под углом 35° (Шапийон и др., 2008; Убейра Габеллини и др., 2019). Как известно, похожая картина наблюдается в центральной области околозвездного диска β Pic (Бурроуз и др., 1995) и объясняется существованием планеты, орбита которой наклонена относительно плоскости внешнего диска (Лагранж и др., 2009, Шовин и др., 2012). Различный наклон внутреннего и внешнего диска свидетельствует о сильных возмущениях в процессе его формирования и эволюции.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, падение массивного облака на диск может вызвать вспышку светимости типа FU Ori при наблюдениях диска с полярных направлений (Демидова, Гринин, 2023), тогда как при небольшом наклоне диска к лучу зрения такое событие может вызвать глубокое и продолжительное

ослабление блеска. Такой дуализм феномена FU Ori подчеркивает важность ориентации околозвездного диска относительно направления на наблюдателя при описании наблюдаемых явлений. В случае звезд типа UX Ori, к семейству которых относится CQ Tau, вывод о небольшом угле наклона диска к лучу зрения был сделан на основании наблюдений высокой линейной поляризации звезд в глубоких минимумах блеска (Гринин и др., 1991). Для самой CQ Tau такие наблюдения были получены Бердюгиным и др. (1990). Интересно, что предположение о принадлежности V1184 Tau к семейству звезд типа UX Ori было сделано в работе Алвес и др. (1997) задолго до того, как у звезды в 2004 г. начался глубокий минимум блеска, представленный на рис. 7. Основанием для такого предположения послужили спектральные наблюдения, которые показали, что эмиссия в линии H α в спектре этой звезды имеет двухкомпонентный профиль, расширенный быстрым вращением излучающего газа. Ранее, на основе статистического анализа было показано (Гринин, Ростопчина, 1996), что такие профили линии H α характерны именно для звезд типа UX Ori, что недавно было подтверждено в работе (Виоке и др., 2018).

Следует отметить, что в случае звезд типа T Тельца с интенсивной аккрецией определение угла наклона диска к лучу зрения на основе интерферометрических наблюдений в ближней ИК-области спектра может содержать систематическую ошибку, вызванную тем обстоятельством, что в отличие от диска, являющегося в хорошем приближении двумерной структурой, дисковый ветер, являющийся потенциальным источником ИК-излучения, — объект трехмерный, и в проекции на плоскость неба его изображение может заметно отличаться от изображения диска.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят анонимного рецензента за полезные замечания.

Расчеты проводились с использованием ресурсов Межведомственного супер-компьютерного центра РАН Филиал Федерального государственного учреждения “Научно-исследовательский институт системного анализа Российской академии наук” (Савин и др., 2019).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Алвес и др. (J. Alves, L. Hartmann, C. Briceño, and C.J. Lada), *Astron. J.* **113**, 1395 (1997).
2. Альбрант М.А., Гринин В.П., Ермолаева Т.А., Письма в Астрон. журн., в печати (2024) [Albrant M.A., Grinin V.P., Ermolaeva T.A. *Astron. Lett.* **50**, 269 (2024)].

² Такие полости, как известно, образуются в дисках в результате приливных возмущений, вызванных орбитальным движением компаньонов (Артимович, Любов, 1994).

3. Артимо́вич, Любо́в (P. Artymowicz and S.H. Lubow), *Astrophys. J.* **421**, 651 (1994).
4. Банс, Кени́гл (A. Bana and A. Königl), *Astrophys. J.* **758**, 100 (2012).
5. Басу, Воробье́в (S. Basu and E.I. Vorobyov), *Astrophys. J.* **750**, 30 (2012).
6. Бердю́гин А.В., Бердю́гина С.В., Гринин В.П., Миникулов Н.Х., *Астрон. журн.* **67**, 812 (1990).
7. Бу́вье и др. (J. Bouvier, K. Grankin, L.E. Ellerbroek et al.), *Astron. Astrophys.* **557**, A77 (2013).
8. Бурроу́з и др. (C.J. Burrows, J.E. Krist, K.R. Stapelfeldt et al.), *Am. Astron. Soc. Meet. Abs.* **187**, 32.05 (1995).
9. Винкови́ч, Юрки́ч (D. Vinković and T. Jurkić), *Astrophys. J.* **658**, 462 (2007).
10. Вио́ке и др. (M. Vioque, R.D. Oudmaijer, D. Baines, I. Mendigutía, and R. Pérez-Martínez), *Astron. Astrophys.* **620**, A128 (2018).
11. Воробье́в, Басу (E.I. Vorobyov and S. Basu), *Astrophys. J.* **633**, L137 (2005).
12. Воробье́в и др. (E.I. Vorobyov, M.E. Steinrueck, V. Elbakyan, and M. Guedel), *Astron. Astrophys.* **608**, A107 (2017).
13. Ву́лфер и др. (L. Wölfer, S. Facchini, N.T. Kurtovic, R. Teague, E.F. van Dishoeck, M. Benisty, B. Ercolano, G. Lodato, et al.), *Astron. Astrophys.* **648**, A19 (2021).
14. Гам и др. (G.F. Gahm, T. Grenman, S. Fredriksson, and H. Kristen), *Astron. J.* **133**, 1795 (2007).
15. Гару́фи и др. (A. Garufi, L. Podio, C. Codella, D. Segura-Cox, M. Vander Donckt, S. Mercimek, F. Bacciotti, D. Fedele, et al.), *Astron. Astrophys.* **658**, A104 (2022).
16. Гински́ и др. (C. Ginski, S. Facchini, J. Huang, M. Benisty, and D. Vaende) (2021).
17. Гринин В.П. (Grinin V.P.), *Sov. Astron. Lett.* **14**, 27 (1988).
18. Гринин и др. (V.P. Grinin, N.N. Kiselev, N.Kh. Minikulov, G.P. Chernova, and N.V. Voshchinnikov), *Astrophys. Sp. Sci.* **186**, 283 (1991).
19. Гринин В.П., Ростопчи́на А.Н., *Астрон. журн.* **73**, 194 (1996) [V.P. Grinin and A.N. Rostopchina, *Astron. Rep.* **40**, 171 (1996)].
20. Гринин В.П., Архаров А.А., Барсунова О.Ю., Сергеев С.Г., Тамбовцева Л.В., *Письма в Астрон. журн.* **39**, 129 (2009) [V.P. Grinin, A.A. Arkharov, O.Y. Barsunova, S.G. Sergeev, L.V. Tambovtseva, *Astron. Lett.* **35**, 114 (2009)].
21. Гринин В.П., Тамбовцева Л.В., Барсунова О.Ю., Шаховской Д.Н., *Астрофизика* **66**, 235 (2023).
22. Грэнман и др. (T. Grenman, E. Elfgren, and H. Weber), *Astrophys. Sp. Sci.* **363**, 28 (2018).
23. Гудвин (S.P. Goodwin), *MNRAS* **294**, 47 (1998).
24. Демидова Т.В., *Астрофизика* **59**, 449 (2016).
25. Демидова, Гринин (T.V. Demidova and V.P. Grinin), *Astrophys. J.* **930**, 111 (2022).
26. Демидова, Гринин (T.V. Demidova and V.P. Grinin), *Astrophys. J.* **953**, 38 (2023).
27. До́дин и др. (A. Dodin, K. Grankin, S. Lamzin, A. Nadjip, B. Safonov, D. Shakhovskoi, V. Shenavrin, A. Tatarnikov, et al.), *MNRAS* **482**, 5524 (2019).
28. Донхью́, Бритте́н (B. Donehew and S. Brittain), *Astron. J.* **141**, 46 (2011).
29. Ду́ллемонд и др. (C.P. Dullemond, C. Dominik, and A. Natta), *Astrophys. J.* **560**, 957 (2001).
30. Ду́ллемонд, Домини́к (C.P. Dullemond, and C. Dominik), *Astron. Astrophys.* **421**, 1075 (2004).
31. Дю́три и др. (A. Dutrey, S. Guilloteau, and M. Simon), *Astron. Astrophys.* **286**, 149 (1994).
32. Ё́ен и др. (H. Yen, P. Gu, N. Hirano, P.M. Koch, C-F. Lee, H.B. Liu, and S. Takakuwa), *Astrophys. J.* **880**, 69 (2019).
33. Кове́й и др. (K.R. Covey, K.A. Larson, G.J. Herczeg, and C.F. Manara), *Astron. J.* **161**, 61 (2021).
34. Кони́гл, Пу́дриц (A. Königl and R.E. Pudritz), *Protostars and Planets IV*, p. 759 (2000).
35. Ку́ффмайе́р и др. (M. Kuffmeier, S. Frimann, S.S. Jensen, and T. Haugbølle), *MNRAS* **475**, 2642 (2018).
36. Лагранж и др. (A.-M. Lagrange, M. Kasper, A. Boccaletti, G. Chauvin, D. Gratadour, T. Fusco, D. Ehrenreich, D. Apai, et al.), *Astron. Astrophys.* **506**, 927 (2009).
37. Миникулов Н.Х., Рахимов В.Ю., Волчкова Н.А., Пикхун А.И., *Астрофизика* **36**, 31 (1993).
38. На́тта и др. (A. Natta, V.P. Grinin, V. Mannings, and H. Ungerechts), *Astrophys. J.* **491**, 885 (1997).
39. На́тта и др. (A. Natta, T. Prusti, R. Neri, D. Wooden, V.P. Grinin, and V. Mannings), *Astron. Astrophys.* **371**, 186 (2001).
40. Петро́в и др. (P.P. Petrov, G.F. Gahm, A.A. Djupvik, E.V. Babina, S.A. Artemenko, and K.N. Grankin), *Astron. Astrophys.* **577**, A73 (2015).
41. Пине́да и др. (J.E. Pineda, D. Arzoumanian, P. Andre, R.K. Friesen, A. Zavagno, S.D. Clarke, T. Inoue, C. Chen, et al.), *Protostars and Planets VII* **534**, 233 (2023).
42. Пра́йс (D.J. Price), *J. Comput. Phys.* **231**, 759 (2012).
43. Сави́н и др. (G.I. Savin, B.M. Shabanov, P.N. Telegin, A.V. Baranov), *Lobachevskii Journal of Mathematics* **40**, 1853 (2019).
44. Са́фье (P.N. Safer), *Astrophys. J.* **408**, 115 (1993).
45. Семко́в и др. (E.H. Semkov, S.P. Peneva, and S.I. Ibryamov), *Astron. Astrophys.* **582**, A113 (2015).
46. Спринге́ль и др. (V. Springel, N. Yoshida, and S.D.M. White), *New Astronomy* **6**, 79 (2001).
47. Спринге́ль (V. Springel), *MNRAS* **364**, 1105 (2005).

48. Тамбовцева Л.В., Гринин В.П., Письма в Астрон. журн. **34**, 259 (2008) [L.V. Tambovtseva, V.P. Grinin, Astron. Lett. **34**, 231 (2008)].
49. Тернер и др. (N.J. Turner, M. Benisty, C.P. Dullemond, and S. Hirose), *Astrophys. J.* **780**, 42 (2014).
50. Трипати и др. (A. Tripathi, S.M. Andrews, T. Birnstiel, and D.J. Wilner), *Astrophys. J.* **845**, 44 (2017).
51. Убейра Габеллини и др. (M.G. Ubeira Gabellini, A. Miotello, S. Facchini, E. Ragusa, G. Lodato, L. Testi, M. Benisty, S. Bruderer, et al.), *MNRAS* **486**, 4638 (2019).
52. Факкини и др. (S. Facchini, C.F. Manara, P.C. Schneider, C.J. Clarke, J. Bouvier, G. Rosotti, R. Booth, and T.J. Haworth), *Astron. Astrophys.* **596**, A38 (2016).
53. Хаммон и др. (I. Hammond, V. Christiaens, D.J. Price, M.G. Ubeira-Gabellini, J. Baird, J. Calcino, M. Benisty, G. Lodato, et al.), *MNRAS* **515**, 6109 (2022).
54. Хартманн, Кеньон (L. Hartmann and S.J. Kenyon), *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **34**, 207 (1996).
55. Хуанг и др. (J. Huang, C. Ginski, M. Benisty, B. Ren, A.J. Bohn, É. Choquet, K.I. Öberg, Á. Ribas, et al.), *Astrophys. J.* **930**, 171 (2022).
56. Чанг, Голдрейх (E.I. Chiang and P. Goldreich), *Astrophys. J.* **490**, 368 (1997).
57. Шакура, Сюняев (N.I. Shakura and R.A. Sunyaev), *Astron. Astrophys.* **24**, 337 (1973).
58. Шапийон и др. (E. Chapillon, S. Guilloteau, A. Dutrey & V. Piétu), *Astron. Astrophys.* **488**, 565 (2008).
59. Шаховской Д.Н., Гринин В.П., Ростопчина А.Н., *Астрофизика* **48**, 135 (2005).
60. Шенаврин и др. (V.I. Shenavrin, P.P. Petrov, and K.N. Grankin), *Inf. Bull. on Variable Stars* **6143**, 1 (2015).
61. Шовин и др. (G. Chauvin, A.M. Lagrange, H. Beust, M. Bonnefoy, A. Boccaletti, D. Apai, F. Allard, D. Ehrenreich, et al.), *Astron. Astrophys.* **542**, A41 (2012).
62. Эйснер и др. (J.A. Eisner, B.F. Lane, L.A. Hillenbrand, R.L. Akeson, and A.I. Sargent), *Astrophys. J.* **613**, 1049 (2004).

НАБЛЮДЕНИЕ ГЕЛИОСЕЙСМИЧЕСКИ АКТИВНОЙ СОЛНЕЧНОЙ ВСПЫШКИ С МАЛЫМ ПОТОКОМ ЖЕСТКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДО 50 КЭВ

© 2024 г. И. Н. Шарыкин^{1,*}, И. В. Зимовец¹, А. Г. Косовичев², И. И. Мышьяков³

¹ Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

² Технологический институт Нью-Джерси, Ньюарк, США

³ Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия

Поступила в редакцию 01.10.2023 г.

После доработки 28.11.2026 г.; принята к публикации 26.12.2023 г.

Рассматривается солнечная вспышка класса M1.1, произошедшая 5 июля 2012 г. в 06:49 UT. Событие уникально тем фактом, что в нем было обнаружено гелиосейсмическое возмущение, несмотря на малый поток жесткого рентгеновского излучения в диапазоне 25–50 кэВ и очень мягкий спектр по данным RHESSI. Как правило, большинство известных солнцетрясений детектировалось в солнечных вспышках с большими потоками жесткого рентгеновского излучения на высоких энергиях (как минимум до 100–300 кэВ). Рассматриваемое событие противоречит популярной гипотезе о генерации солнцетрясений пучками ускоренных электронов высоких энергий. Анализ доступных рентгеновских спектров по данным RHESSI показывает, что их можно объяснить двумя способами. Рентгеновский спектр в диапазоне 25–50 кэВ объясняется степенным распределением ускоренных электронов с индексом 7–9, либо наличием сверхгорячей плазмы с температурой $T \sim 30\text{--}60$ МК. В том и другом случае мы имеем дело с электронами относительно низких энергий, которые либо являлись причиной генерации солнцетрясения, либо их следует рассматривать как вторичное (сопутствующее) явление по отношению к истинной причине фотосферного возмущения. Впервые для гелиосейсмически активной солнечной вспышки приводятся результаты совместного анализа рентгеновских и микроволновых спектров. Анализ показывает, что спектры в обоих диапазонах, могут хорошо объясняться излучением сверхгорячей замагниченной плазмы, а не ускоренными электронами с мягким спектром. Но также возможно объяснение спектров при рассмотрении ускоренных электронов, частично захваченных в магнитную ловушку. Получены оценки параметров тепловой плазмы, ускоренных электронов, потоков энергий различных видов. Проведен анализ динамики ультрафиолетовых и рентгеновских источников излучения. Также приводится анализ структуры магнитного поля по векторным магнитограммам и нелинейной бессиловой экстраполяции коронального магнитного поля. Обсуждаются механизмы генерации гелиосейсмического возмущения во время данной солнечной вспышки. Вероятно, эруптивный процесс мог быть как первичной, так и вторичной причиной солнцетрясения. Появление сверхгорячей плазмы в короне могло привести к формированию распространяющихся тепловых фронтов в нижние слои солнечной атмосферы, где возбуждаются гелиосейсмические волны. Анализ не позволяет исключать и возможность генерации солнцетрясения ускоренными электронами с мягким спектром.

Ключевые слова: солнечные вспышки, солнцетрясения, гелиосейсмические возмущения, рентгеновское излучение, ускоренные электроны, фотосфера, ультрафиолетовое излучение, микроволновое излучение, эрупция, квазипериодические пульсации.

DOI: 10.31857/S0320010824030051, **EDN:** NSADKG

ВВЕДЕНИЕ

Энерговыделение солнечных вспышек на уровне фотосферы в виде солнцетрясений (или гелиосейсмических волн) можно отнести к ряду слабо понимаемых явлений в современной физике Солнца. Солнцетрясения, наблюдаемые

на доплерограммах как расходящиеся из компактных возмущений концентрические волны (часто анизотропные), впервые были открыты Косовичевым, Жарковой (1998) по данным MDI (Michelson Doppler Imager, Шеппер и др., 1995) на борту космического аппарата SOHO (Solar Orbital Heliospheric Observatory, Доминго и др., 1995). С тех пор исследования солнцетрясений продолжают

* Электронный адрес: ivan.sharykin@phystech.edu

носить фрагментарный, не систематический характер (по сравнению с другими вспыхивающими явлениями) и не являются точкой пристального внимания научного сообщества. При этом в работе Шарыкина, Косовичева (2020) на базе составленного каталога гелиосейсмически активных солнечных вспышек 24-го цикла солнечной активности было показано, что солнцетрясения не являются исключительно редкими. Примерно каждая пятая вспышка М и X класса или каждая вторая вспышка с фотосферным возмущением характеризуется появлением гелиосейсмических волн. Поэтому генерацию гелиосейсмических возмущений следует детально исследовать (вне экзотического статуса) наравне с другими проявлениями вспышек. Исследование гелиосейсмического канала энерговыделения солнечных вспышек в контексте других их проявлений позволит лучше понять природу вспышек в целом.

Центральным вопросом физики солнцетрясений является природа их генерации, а также отличие морфологии гелиосейсмически активных солнечных вспышек от вспышек без каких-либо фотосферных возмущений. Наиболее полный обзор наблюдательных свойств солнцетрясений и теории их генерации можно найти в работах Донеа (2011) и Косовичева (2015). На сегодняшний день существует ряд гипотез, претендующих на возможное объяснение причин генерации фотосферного возмущения, в результате которого акустические волны, проходя через неоднородную по температуре конвективную зону Солнца (рефракция лучей), проявляются в виде волновых возмущений на уровне фотосферы Солнца с определенной пространственно-временной зависимостью распространения.

Наиболее популярная гипотеза генерации солнцетрясения предполагает, что оно возникает в результате быстрого нагрева фотосферы инжектируемыми ускоренными электронами (Косовичев, Жаркова, 1995; Косовичев, 2006; Шарыкин и др., 2017). Моделирование солнцетрясений, проведенное Стефаном, Косовичевым (2020), показало, что по крайней мере половина изученных событий согласуется с гипотезой электронного пучка. Также связь гелиосейсмически активных вспышек с повышенными потоками ускоренных электронов косвенно (через эффект Нойперта, Ньюперт, 1968) подтверждается хорошей корреляцией энергии солнцетрясений с максимальным значением производной мягкого рентгеновского излучения по данным GOES (Шарыкин, Косовичев, 2020). С точки зрения теории еще более мощными агентами инициации солнцетрясений могут быть ускоренные протоны (Садыков и др., 2024). Возмущение давления, необходимое для генерации волн солнцетрясений, может быть результатом нагрева фотосферы потоками ультрафиолетового

излучения из хромосферы (Донеа, 2011). Вариации магнитного поля также предполагаются триггером сильных фотосферных возмущений. Например, импульс фотосферной плазмы может передаваться за счет градиента давления (из-за эрупции магнитного жгута, например, Жарков и др., 2011; Жарков и др., 2013) или за счет импульсной силы Лоренца (Хадсон и др., 2008; Фишер и др., 2012; Альвардо-Гомез и др., 2012; Бурцева и др., 2015; Рассел и др., 2016). Быстрая диссипация электрических токов в нижних слоях солнечной атмосферы обсуждалась в качестве вероятной причины солнцетрясения в работах (Шарыкин и др., 2015a; Шарыкин и др., 2015b). Также, нельзя исключать варианта одновременного действия разных механизмов, и то, что их вклад может изменяться во время развития вспышки.

В рамках теории о формировании начального фотосферного возмущения ускоренными электронами есть ряд некоторых предположений. Во-первых, мы ожидаем пространственное соответствие между фотосферными возмущениями и источниками жесткого рентгеновского излучения (Косовичев, 2006; Шарыкин и др., 2017). Статистических исследований данного факта не существует на сегодняшний день. Однако есть наблюдения, когда мы не видим четкого соответствия очага солнцетрясения и наиболее яркого источника жесткого рентгеновского излучения (см., например, Шарыкин и др., 2015; Косовичев, Секи, 2007). Во-вторых, часто исследователи предполагают, что существует большое количество высокоэнергичных электронов, обладающих высокой способностью проникновения в нижние слои солнечной атмосферы. Например, в работе Буитраго-Касас и др. (2015) рассматриваются вспышки, в которых жесткое рентгеновское излучение регистрировалось на энергиях выше 50 кэВ. Анализ вспышек с жестким рентгеном до энергий несколько сотен кэВ проводили в статистической работе Ву и др. (2023). В связи с этим возникает вопрос: существуют ли примеры гелиосейсмически активных вспышек с жестким рентгеновским излучением менее 50 кэВ (либо вообще когда оно не наблюдается имеющимися детекторами)? В случае, если мы находим такое событие, возникают сомнения о принципиальной важности ускоренных нетепловых электронов высоких энергий ($> \sim 50$ кэВ) для генерации солнцетрясений. Возможно, что истинная причина солнцетрясений не связана напрямую с ускоренными электронами, которые могут быть лишь вторичным (сопутствующим) эффектом энерговыделения вспышки.

Анализ каталога SQ24 (Шарыкин, Косовичев, 2020) позволил найти уникальную солнечную вспышку M1.1 класса, произошедшую в активной области (АО) NOAA 11515 5 июля 2012 г. в 06:49 UT, в которой наблюдались гелиосейсмические

волны, но при этом был зарегистрирован малый поток жесткого рентгеновского излучения до 50 кэВ. Находка такой вспышки уже является научным результатом. Однако в рамках данной статьи мы будем решать следующие задачи, касающиеся природы солнцетрясения в найденной вспышке:

- анализ рентгеновского и микроволнового спектра с целью определения параметров тепловой плазмы и ускоренных электронов во вспышечной области;
- определение кинематики источников излучения в различных диапазонах электромагнитного спектра во вспышечной области;
- определение магнитной топологии вспышечной области и сравнение с наблюдаемыми рентгеновскими и УФ-источниками излучения.

Статья состоит из пяти разделов, не считая введения. Следующий раздел посвящен общему описанию выбранной вспышки, солнцетрясения, структуры фотосферного магнитного поля и используемых данных наблюдений. Последующие три раздела описывают отдельные аспекты вспышечного энерговыделения: ультрафиолетовое, рентгеновское и микроволновое излучение; кинематика УФ-структур; экстраполяция магнитного поля. В конце приведены основные результаты и их обсуждение.

ОПИСАНИЕ СОЛНЕЧНОЙ ВСПЫШКИ, СОЛНЦЕТРЯСЕНИЯ И ИСПОЛЪЗУЕМЫХ ДАННЫХ НАБЛЮДЕНИЙ

Авторами настоящей статьи выбранная солнечная вспышка рассматривалась в работе Зимовец и др. (2021) в контексте исследования квазипериодических пульсаций рентгеновского излучения в “трехленточной” топологии без какой-либо привязки к солнцетрясениям. В работе был сделан подробный анализ рентгеновских спектров и экстраполяции магнитного поля в нелинейном бессилом приближении (NLFFF — non-linear force free field), выявившего специфическую геометрию коронального магнитного поля. Далее мы будем систематически ссылаться на некоторые результаты анализа из цитируемой работы. Рассмотрим общие характеристики вспышки и наблюдавшегося солнцетрясения.

На рис. 1а показаны темпы счета рентгеновского излучения по данным RHESSI (Reuven Ramaty High Energy Solar Spectroscopic Imager, Лин и др., 2002) в трех энергетических диапазонах: 6–12, 12–25 и 25–50 кэВ. Видно, что поток излучения 25–50 кэВ крайне мал и составляет над фоном примерно 20 отсчетов в секунду. Все три временных профиля рентгеновского излучения имеют двухгорбый вид. Кривая 25–50 кэВ согласуется в рамках эффекта Нойперта (Ньюперт, 1968) с временной

производной для двух более низкоэнергичных диапазонов энергий (кривые не показываем из-за их сильной шумности, чтобы не замазать 25–50 кэВ). Однако профиль 25–50 кэВ по RHESSI не совпадает с временной производной GOES 1–8 Å на рис. 1с, опережая ее примерно на 20 секунд (при похожей форме). Данные наблюдения могут свидетельствовать в пользу того, что энергичные электроны инжектируются в хромосферу, инициируя хромосферное испарение и соответствующее увеличение потоков теплового мягкого рентгеновского излучения из короны. Однако, с нашей точки зрения данный сценарий можно пересмотреть в рамках тепловой модели (см. следующий раздел).

Несмотря на очень малый поток жесткого рентгеновского излучения 25–50 кэВ данная вспышка сопровождалась фотосферным откликом, видимым на доплерограммах HMI (Шеррер и др., 2012) на борту космического аппарата SDO (Песнелл и др., 2012). Данные возмущения скорости по лучу зрения показаны красными контурами, наложенными на карты вертикального (рис. 1b1) и горизонтального магнитного поля (рис. 1b2), построенные по векторным магнитограммам HMI. Наиболее мощные возмущения выглядят в виде ряда относительно компактных ядер, расположенных вблизи нейтральной линии (НЛ) в сильных горизонтальных магнитных полях 500–1000 Гс. Одна часть ядер локализована вблизи δ-пятна, а три других ядра — в южной полутени крупного пятна положительной полярности на северо-западе активной области.

Данные фотосферные возмущения являлись причиной солнцетрясения. Другие области фотосферных возмущений (расположенные южнее) не проявили себя с точки зрения гелиосейсмической активности. Метод акустической голографии не позволил найти достоверный сигнал на уровне трех сигм (гистограмма на рис. 1с) в районе наблюдавшихся фотосферных возмущений (показан штриховым контуром на рис. 1d). Есть только намек на некоторое возрастание, чей центр масс на временной шкале соответствует вспышке. В каталоге SQ24 солнцетрясение было надежно зарегистрировано двумя методами: визуальным — на основе фильма, сделанного из временной последовательности доплерограмм (см. дополнительные материалы к настоящей статье), а также методом построения диаграмм время — расстояние рис. 1f–e. В последнем случае диаграмма строилась путем усреднения в секторе (см. подробнее Шарыкин, Косовичев, 2020) для точки в районе сильного фотосферного возмущения (вершина желтого угла на рис. 1d). Наблюдавшееся волновое возмущение на диаграмме полностью соответствует стандартному характеру (желтая штриховая теоретическая кривая в рамках геометрической оптики) распространения гелиосейсмической волны солнцетрясения.

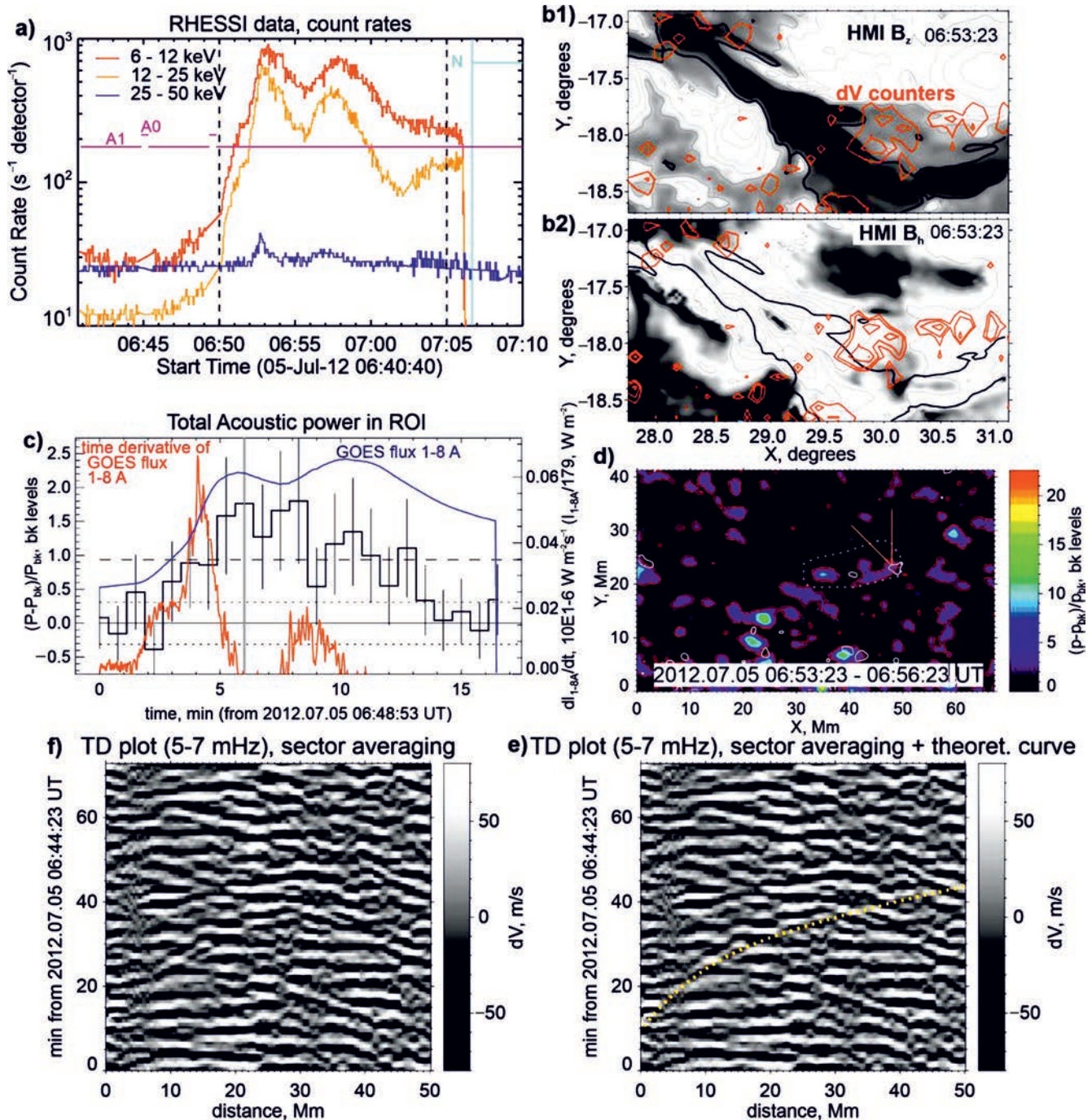


Рис. 1. Темпы счета по данным рентгеновского телескопа RHESSI в трех энергетических диапазонах показаны на панели (a). Красными контурами на (b) показаны возмущения скорости по лучу зрения на доплерограммах HMI, а черная линия – это НЛ. Черно-белая подложка на (b1) и (b2) соответствует картам вертикального и горизонтального магнитного поля, полученным из векторных магнитограмм HMI. Временной профиль динамики полной акустической мощности солнцетрясения (полученной с помощью метода гелиосейсмической голографии) показан черной гистограммой на панели (c). Черная линия на (c) показывает ноль, а штриховые – уровни 1 и 3 сигма. Синим цветом показан поток рентгеновского излучения 1–8 Å по данным GOES, а производная обозначена красным цветом. Карта пространственного распределения акустической мощности приведена на (d), где штрих-пунктир ограничивает область, в которой мы считали акустическую энергию, показанную на (c). Белые контуры указывают возмущения доплеровской скорости. Желтые прямые линии ограничивают сектор усреднения для построения диаграмм время–расстояние (f–e), демонстрирующих распространение волн солнцетрясений. Желтый штрихпунктир (e) указывает теоретическую кривую распространения гелиосейсмической волны в рамках геометрической оптики. На (f) и (e) показаны абсолютно одинаковые диаграммы.

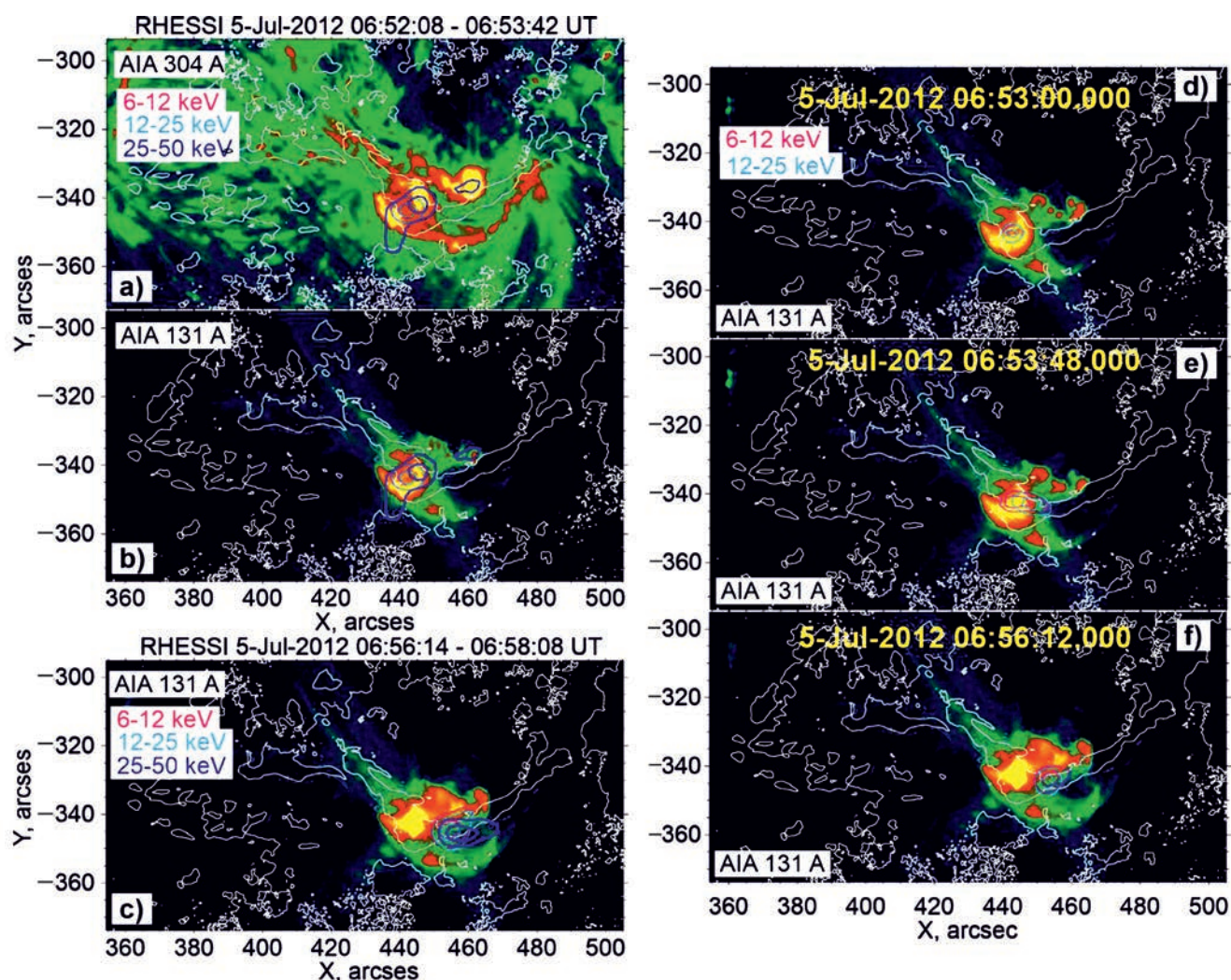


Рис. 2. Сравнение ЭУФ карт AIA 304 Å (a) и 131 Å (b)–(f) с рентгеновскими картами по данным RHESSI в разных диапазонах энергий (указаны соответствующим текстом на панелях): 6–12 (a)–(f), 12–25 (a)–(f) и 25–50 кэВ (a)–(c). Карты показывают пять разных моментов времени. Для панелей (a) и (b) показаны изображения для одного интервала времени.

В следующих разделах статьи мы переходим к анализу разных типов излучения с целью получения информации о различных каналах энерговыделения вспышки и оценки их возможной связи с генерацией солнцетрясения.

АНАЛИЗ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В этой работе мы используем данные рентгеновских наблюдений RHESSI с целью определения параметров тепловой вспышечной плазмы и ускоренных электронов. Восстановленные методом CLEAN рентгеновские источники излучения в разных диапазонах энергий показаны на рис. 2 (a–f: 6–12 и 12–25 кэВ; a–c: 25–50 кэВ) в виде цветных контуров, наложенных на ЭУФ изображения инструмента Atmospheric Imaging Assembly (AIA, Лемен и

др., 2012) на борту SDO в двух каналах: 304 (рис. 2a) и 131 Å (рис. 2b–f). Белым контуром мы нанесли положение НЛ, посчитанной по векторной магнитограмме HMI. ЭУФ карты показывают, что вспышка имеет трехленточную морфологию (подробнее в Зимовец и др., 2021), лучше всего видную на рис. 2a. Трех лентам, локализованным вблизи НЛ, соответствует две аркады компактных петель (рис. 2c–f). Заметим, что северная аркада обладает тонкой пространственной структурой: множество уярчений с характерным размером 1–5 угл. сек, соответствующих основаниям корональных магнитных петель. Вблизи данных источников ЭУФ-излучения мы наблюдали генерацию солнцетрясения.

На рис. 2a–c мы показываем рентгеновские источники, полученные интегрированием по двум длительным интервалам времени с целью получить

изображение в самом “жестком” доступном диапазоне энергий 25–50 кэВ, для которого характерны малые потоки фотонов (рис. 1а, интервалы времени в районе двух пиков темпа счета). Первый интервал времени характеризуется сложной структурой источника 25–50 кэВ. Центры яркости расположены вблизи лент около НЛ и, скорее всего, соответствуют основаниям магнитных петель, но эффект проекции не позволяет сделать надежные выводы. Не исключено, что наиболее яркий центроид источника 25–50 кэВ может соответствовать корональной области между двумя аркадами петель (Зимовец и др., 2021). Также, видно, что наиболее яркая часть источника 25–50 кэВ смещена относительно контуров 6–12 и 12–25 кэВ, лежащих между двумя лентами и НЛ. Важно, что северный слабый источник 25–50 кэВ совпадает с самым ярким возмущением в 304 Å, где наблюдается тонкая пространственная структура горячих магнитных петель в 131 Å (b). В случае второго периода времени (рис. 2с) мы видим, что вытянутый источник 25–50 кэВ частично совпадает с 6–12 и 12–25 кэВ источниками. В данном случае рентгеновское излучение, вероятно, генерируется в короне во всех диапазонах энергий, и мы не можем отождествить рентгеновские источники со вспыхивающими лентами.

На рис. 2d–f показана динамика источников рентгеновского излучения в диапазонах 6–12 и 12–25 кэВ, восстановленных в узких 12-секундных временных интервалах. Здесь мы отчетливо видим перемещение источников вправо (с востока на запад) и изменение их формы. Более точные количественные характеристики их динамики мы рассмотрим ниже.

Далее мы будем рассматривать результаты анализа рентгеновских спектров. Ранее, в работе Зимовец и др. (2021) был проведен подробный анализ рентгеновских спектров и динамики рентгеновских источников для данного события. Тем не менее, мы частично повторим сделанную работу и проведем визуализацию результатов в контексте исследования солнцетрясения. На рис. 3 показаны результаты аппроксимации рентгеновских спектров, а также характеристик источников рентгеновского излучения в сравнении с динамикой фотосферного возмущения. Так как мы не можем получить достоверные оценки энергии солнцетрясения методом акустической голографии (см. предыдущую главу и рис. 1с–d), то мы будем непосредственно использовать доплерограммы НМІ, чтобы проиллюстрировать динамику фотосферного возмущения. Причем возмущения на доплерограммах не отображают реальной скорости плазмы количественно, поскольку в пересыщенных пикселях НМІ мы наблюдаем неверные расчеты скоростей по лучу зрения из-за искажения профиля линии Fe I. Поэтому далее мы будем использовать площадь пересыщенных пикселей на Допплерограммах как

количественный параметр масштаба фотосферного возмущения (см. гистограммы на рис. 3b,h).

На рис. 3а–е приведены результаты аппроксимации временной последовательности рентгеновских спектров в рамках двух моделей: однотемпературная тепловая и нетепловая модель “толстой мишени” (см. пример аппроксимации на рис. 3f: красный и синий), Браун (1971); двухтемпературная модель без нетепловой компоненты (см. рис. 3f: красный и оранжевый). Важно, что обе модели дают аппроксимации рентгеновских спектров с примерно одинаковым качеством по критерию χ^2 (расхождение аппроксимации с данным менее 3σ для любого временного интервала). В первом случае рассматриваются пять свободных параметров: мера эмиссии, температура плазмы, полный поток ускоренных электронов выше низкоэнергетической границы, степенный индекс ускоренных электронов, низкоэнергетическая граница (колеблется в диапазоне 18–21 кэВ). В двухтемпературном приближении рассматриваются четыре параметра: две меры эмиссии и температуры (горячая и сверхгорячая плазма). Заметим, что оба подхода дают практически одинаковые температуры для одной компоненты (например, рис. 3с–d; также показано красным для обеих моделей на рис. 3f). Результаты аппроксимации визуализируются как сравнение двух моделей: сопоставляется динамика параметров рентгеновского спектра с динамикой фотосферного возмущения, показанного серой гистограммой на рис. 3b. Заметим, что масштаб фотосферного возмущения не соответствует пикам температуры и максимуму потока ускоренных электронов. Для параметров сверхгорячей плазмы в рамках двухтемпературного приближения (рис. 3а,b), а также для жесткости спектра ускоренных электронов (рис. 3а) мы не нашли ярких особенностей поведения временных профилей в районе максимума фотосферного возмущения. Однако заметим, что пульсации температуры (30–60 МК), меры эмиссии (10^{45} – 10^{46} см^{–3}) сверхгорячей плазмы или жесткости спектра (7–9) ускоренных электронов в спектре выше 25 кэВ возникли именно во время развития фотосферного возмущения. Другими словами, фотосферное возмущение развивалось синхронно с эпизодическими актами энерговыделения в виде появления экстремально нагретой плазмы (вплоть до 60 МК). Либо солнцетрясение возникло во время ускорения электронов с квазипериодической модуляцией жесткости спектра. Эти два процесса могут быть связаны причинно-следственной связью, либо быть вторичным процессом по отношению к другому физическому процессу, например, эрупции, ответственной за динамику источников излучения в разных диапазонах длин волн.

Ранее в Зимовец и др. (2021) обсуждалось, что пульсации, скорее всего, связаны с перемещением области первичного энерговыделения вдоль

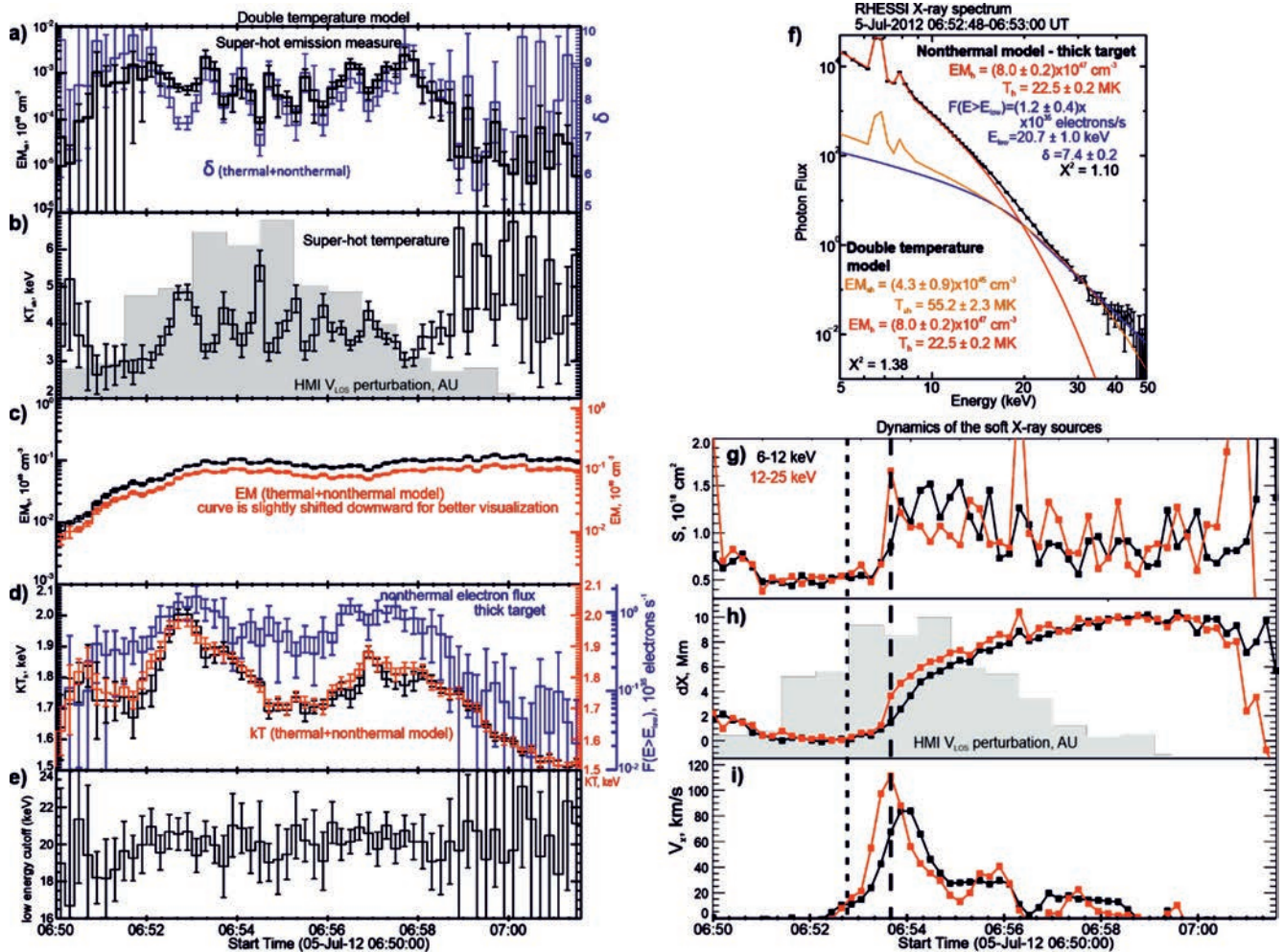


Рис. 3. Результаты аппроксимации временной последовательности рентгеновских спектров (a)–(e) в двух приближениях: 1) двухтемпературное; 2) одностемпературное и модель толстой мишени. Пример спектра, аппроксимированного в двух приближениях, показан на (f). Динамика источников мягкого рентгеновского излучения показана для двух диапазонов энергий: 6–12 (черный) и 12–25 кэВ (красный): (g) площадь источников; (h) смещение источников по гелиопроекционной координате X (с востока на запад); (i) X-компонента скорости источников.

центральной части двойной аркады магнитных петель трехленточной вспышки. В частности, асимметричная эрупция может быть триггером таких перемещающихся актов энерговыделения. На рис. 3g–i мы сравниваем динамику площади фотосферного возмущения с параметрами динамики источников рентгеновского излучения 6–12 и 12–25 кэВ. Вблизи максимума фотосферного возмущения мы наблюдаем быстрое расширение размеров от 0.5×10^{18} до $1.5 \times 10^{18} \text{ cm}^2$ и смещение обоих источников (максимум на 10 Мм) от первоначального месторасположения, пик скорости (до 100 км/с), а также опережение источника 6–12 источником 12–25 кэВ (максимальное относительное смещение центра масс составляло примерно 2 Мм). Данные наблюдательные факты свидетельствуют о возможной прямой или косвенной роли эруптивного процесса в развитии фотосферного возмущения. Прежде чем изучить движения магнитных структур

во вспышечной области, мы обсудим микроволновые данные и их согласованность с рентгеновскими наблюдениями в следующем разделе.

АНАЛИЗ МИКРОВОЛНОВОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ

В данном разделе мы рассмотрим микроволновые многочастотные данные с целью оценки параметров тепловой плазмы и ускоренных электронов. Важно понять, насколько физика формирования рентгеновского спектра соответствует природе микроволнового спектра. Кроме этого, анализ радиоданных позволяет определить характерные величины магнитных полей в области радиоисточника. Отметим, что в данном разделе мы рассмотрим микроволновые спектры с точки зрения предположения о свободном распространении электронов в магнитных петлях (подробнее далее в тексте).

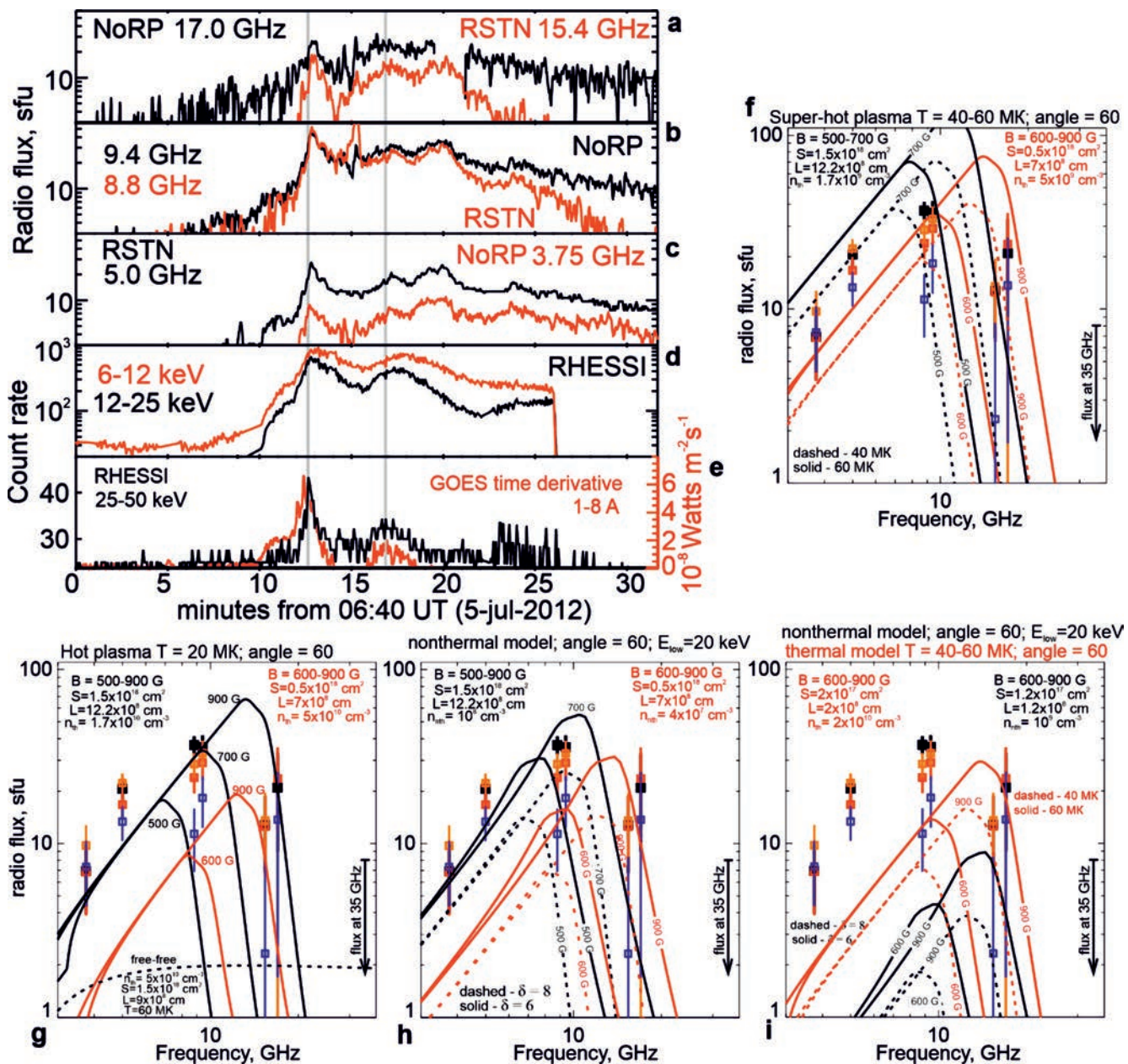


Рис. 4. Анализ микроволнового радиоизлучения по данным NoRP и RSTN. Показаны временные профили NoRP и RSTN (a)–(c) в сравнении с данными RHESSI (d)–(e) и временной производной потока рентгеновского излучения 1–8 Å по данным GOES (красный цвет на (e)). Панели (f)–(i) показывают микроволновые спектры (точки с ошибками) для четырех моментов времени (10, 12, 17 и 20 мин на (a)–(e): синий, черный, красный и оранжевый). Модельные спектры однородных источников показаны сплошными или штриховыми линиями. Параметры источников подписаны непосредственно на панелях.

Для исследуемого события недоступны радиоизображения обсерватории NoRH (Nobeyama RadioHeliograph), поэтому мы будем рассматривать только микроволновые временные профили и спектры (параметр Стокса I) по данным Radio Solar Telescope Network (RSTN; частоты 5, 8.8 и 15.4 ГГц) и Nobeyama Radio Polarimeters (NoRP; частоты 3.75, 9.4 и 17 ГГц), показанные на рис. 4a–c. Кривые потоков радиоизлучения сравниваются с темпом счета RHESSI 6–25 кэВ (рис. 4d) и 25–50 кэВ

(рис. 4e), а также с временной производной потока излучения 1–8 Å по GOES (рис. 4e). По данным наблюдений параметра Стокса V спектрополяриметром NoRP мы не нашли всплывающего отклика. Максимальное значение потока радиоизлучения достигается в районе 9 ГГц. Заметим, что рентгеновские данные по форме временных профилей во многом похожи на радиоданные. Однако после первого пика микроволновые временные профили становятся более изрезанными по сравнению с

рентгеновским излучением. Данные различия, вероятно, могут быть связаны с особенностями переноса ускоренных частиц (эти эффекты мы обсудим ниже перед выводами и обсуждением).

На остальных панелях рисунка мы показываем результаты моделирования микроволнового спектра в сравнении со спектрами NoRP+RSTN. Заметим, что микроволновые спектры имеют сильный завал на высоких частотах. Спектр достаточно широкий, что указывает на неоднородность радиоисточника (Флейшман и др., 2018). Высокочастотный завал спектра может свидетельствовать в пользу тепловой природы радиоизлучения или очень мягкого спектра ускоренных электронов. Также мы дополнительно показываем предел на поток на частоте 35 ГГц, оцененный по шуму (вспышечного всплеска не видно на этой частоте). Моделировать неоднородность мы будем, используя комбинации однородных источников. Модель радиоизлучения мы строим с помощью быстрых гиросинхротронных кодов (Флейшман, Кузнецов, 2010) и сравниваем ее со спектрами для четырех пиков микроволнового временного профиля (разноцветные точки на рис. 4f–i): примерно 10, 12, 17 и 20 мин на рис. 4a–e (синий, черный, красный и оранжевый). Погрешности потока (для спектров) оцениваются по шумовой дорожке перед вспышкой как три стандартных отклонения.

В качестве параметров излучающего однородного источника мы рассматриваем параметры тепловой плазмы и нетепловых электронов, полученных при аппроксимации рентгеновских спектров. Геометрические размеры мы оцениваем по рентгеновским и ЭУФ-изображениям. Другими словами, мы рассматриваем интерпретацию микроволнового спектра только в рамках предположения согласованности физической природы рентгеновского излучения и радиоизлучения. Мы исключаем из рассмотрения возможность наличия тепловой плазмы и ускоренных частиц, формирующих микроволновое излучение и никак не отображающихся в рентгеновских данных.

На рис. 4f показаны смоделированные спектры для плазмы со “сверхгорячей” температурой 40–60 МК (рис. 3b). Мы брали различные значения магнитного поля в диапазоне 500–900 Гс, при угле вектора магнитного поля к лучу зрения 60 градусов. Значение угла выбрано достаточно произвольно: по точечным измерениям направления магнитного поля во вспышечной области. Данные величины магнитных полей подобраны так, чтобы объяснить спектр: интенсивность и положение спектрального максимума. Плотность тепловой плазмы согласуется через характерный размер излучающей области L с мерой эмиссии рентгеновского излучения “сверхгорячей” плазмы $EM = 10^{45} \text{ см}^{-3}$ (рис. 3a): $n_{th} = \sqrt{EM/L^3}$. Характерный размер соответствует

оценкам, сделанным по рентгеновским изображениям на рис. 3g. Мы рассматриваем два значения площади радиоисточника: 0.5×10^{18} и $1.5 \times 10^{18} \text{ см}^2$, соответствующие среднему значению до и после пика фотосферного возмущения. Линейный размер излучающего слоя по лучу зрения оценивается как квадратный корень площади рентгеновского источника. Полученные синтетические спектры объясняют микроволновые данные в рамках суперпозиции двух источников излучения. Причем индекс наблюдаемого микроволнового спектра на низких частотах имеет величину равную примерно двум, что соответствует тепловому спектру.

На рис. 4g показаны модели микроволнового спектра для случая обычной вспышечной температуры плазмы 20 МК. Значения величины характерного линейного размера, магнитного поля, ориентации вектора относительно луча зрения аналогичны (см. их подписанные значения на панели) предыдущему случаю “сверхгорячей” плазмы. Концентрация горячей плазмы оценивается по мере эмиссии рентгеновского излучения $EM = 10^{48} \text{ см}^{-3}$ (рис. 3c). Полученные спектры чуть хуже перекрывают наблюдаемые значения потока радиоизлучения (особенно на низких частотах). Наилучший результат соответствует большому объему источника и большому значению магнитного поля в 900 Гс. Также показан спектр тормозного микроволнового излучения “сверхгорячей” плазмы 60 МК с параметрами, указанными на рис. 4g. Видно, что поток тормозного излучения на высоких частотах заведомо ниже шумов на 35 ГГц.

Микроволновые спектры ускоренных электронов с изотропным питч-угловым распределением показаны на рис. 4h. Так же, как и в случае тепловых моделей, мы используем тот же набор значений магнитного поля, угла относительно луча зрения и характерных линейных размеров. Концентрация ускоренных электронов оценивалась с помощью стандартной формулы (см., например, Шарыкин и др., 2018) по их полному пиковому потоку $F = 10^{35}$ электронов/с выше низкоэнергетической границы 20 кэВ (рис. 3d). Высокоэнергетичная граница E_{high} у нас формально принята за бесконечность. Если же брать конечные малые значения E_{high} , то поток радиоизлучения начинает сильно занижаться (Холман, 2003), и поэтому объяснение наблюдаемого спектра невозможно. Анализ рентгеновских спектров показал, что в рамках модели толстой мишени спектральный индекс ускоренных электронов варьируется в пределах 7–9. Если использовать среднее значение спектрального индекса 8, то получаемые синтетические радиоспектры не удовлетворяют наблюдаемым интенсивностям. Необходимы более малые значения индекса, чтобы объяснить спектры. Таким образом, нам не удастся связать рентгеновские спектры и микроволновые

спектры единой популяцией ускоренных электронов с очень мягким спектром.

На рис. 4i показано сравнение синтетических микроволновых спектров в рамках предположения, что тепловая плазма или ускоренные электроны локализованы в тонкой магнитной петле с длиной 10 Мм и шириной 1–2 Мм, согласно наблюдениям УФ-петель во вспышечной области (рис. 2). Учет тонкой структуры не позволяет объяснить весь спектр. Как в случае тепловой, так и нетепловой модели мы имеем низкие интенсивности излучения, далекие от реальных данных практически во всем частотном диапазоне. Возможно, что излучение тонких петель вносит вклад, но обязательно необходимо рассматривать источники радиоизлучения с большими размерами.

Стоит отметить, что величины магнитных полей, используемые для моделирования радиоизлучения, согласуются с результатами нелинейной бесиловой экстраполяции магнитного поля оптимизационным методом, реализованным Руденко, Мышьяковым (2009). Используя векторную магнитограмму НМІ в качестве граничных условий, мы восстановили структуру магнитного поля во всей активной области и посчитали распределение его величины во вспышечной области. Оказалось, что величина магнитного поля распределена в пределах 500–1000 Гс (до 5 Мм по высоте, что примерно соответствует половине длины петли). Если использовать инструменты GX_Simulator (Нита и др., 2015) для выделения магнитных трубок, то мы получаем характерные распределения величины магнитного поля в пределах от нескольких сотен до 1000 Гс.

По результатам данного раздела мы делаем вывод, что тепловая модель лучше подходит для объяснения микроволновых спектров исходя из предположения, что рентгеновские спектры и радио спектры должны интерпретироваться в рамках одной популяции тепловых и ускоренных электронов, не испытывающих значительных эффектов распространения. Реальную картину могут усложнить особенности кинетики ускоренных электронов в магнитных петлях с неоднородным магнитным полем и плотностью плазмы. Вероятно, мы не совсем верно определяем параметры ускоренных электронов, пользуясь очень простой моделью толстой мишени. Однако, детальный анализ особенностей распространения популяций ускоренных электронов вдоль магнитных петель и моделирование результирующего микроволнового и рентгеновского излучения требуют совершенно других событий (с точки зрения их характеристик) и наблюдательных данных. Учитывая уникальность рассматриваемой вспышки и ограниченность данных наблюдений (нет радиоизображений), подробный анализ просто невозможен. Однако в разделе “геометрия магнитного поля и кинетика

ускоренных электронов во вспышечной области” мы качественно обсудим особенности переноса ускоренных частиц в магнитных петлях с магнитными ловушками.

КИНЕМАТИКА ПЛАЗМЫ, КАРТЫ ВЕРТИКАЛЬНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТОКА И NLFFF ЭКСТРАПОЛЯЦИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Выше мы писали, что эруптивный процесс может быть как прямым, так и косвенным триггером солнцетрясения. В работе Зимовец и др. (2021) обсуждалась топология магнитного поля и эрупция, которая могла спровоцировать квазипериодические пульсации и соответствующее перемещение источников мягкого рентгеновского излучения. В текущем разделе мы рассмотрим пространственно-временную динамику ультрафиолетовых выбросов, сопровождающих рассматриваемую вспышку, а также структуру магнитного поля в сравнении с месторасположением фотосферных возмущений и очагов солнцетрясения.

На рис. 5a–d показан анализ движений плазмы по ЭУФ-изображениям. На панели указаны два столбца (“срезы”) пикселей, по которым были сделаны диаграммы время – расстояние (ВР-диаграммы): срез 1 на рис. 5b,d и срез 2 на рис. 5c. Положения срезов были выбраны так, чтобы захватить движения магнитных петель во время вспышки. На базе анализа последовательности изображений AIA мы привязали положение срезов к отдельным уярчениям оснований магнитных петель в области северной ленты (вблизи южной части мы не нашли движений), где наблюдались наиболее мощные фотосферные возмущения. На диаграмме вдоль оси X показано время, а по оси Y – расстояние вдоль среза. Движения плазмы на данных диаграммах исследуются по прямым изображениям (панели с номером 1) и их “бегущим” разностям (когда из текущего изображения вычитается предыдущее) под номерами 2 для двух “горячих” каналов AIA: 131 (рис. 5b,c) и 94 А (рис. 5d).

ВР-диаграммы показывают, что увеличение интенсивности ЭУФ-излучения вблизи северной вспышечной ленты началось около 06:39 UT. Характерное движение типа выброса со скоростью 50–80 км/с было зарегистрировано около 06:47 UT для первого среза. Данный выброс примерно соответствует началу вспышки и, возможно, является проявлением первоначального вспышечного энерговыделения, ставшим причиной развития последующих процессов в импульсной фазе вспышки (детали мы не будем обсуждать из-за целей исследования солнцетрясения). Затем, примерно с той же скоростью, второй выброс был зафиксирован в момент первого пика производной потока мягкого рентгеновского излучения по данным канала

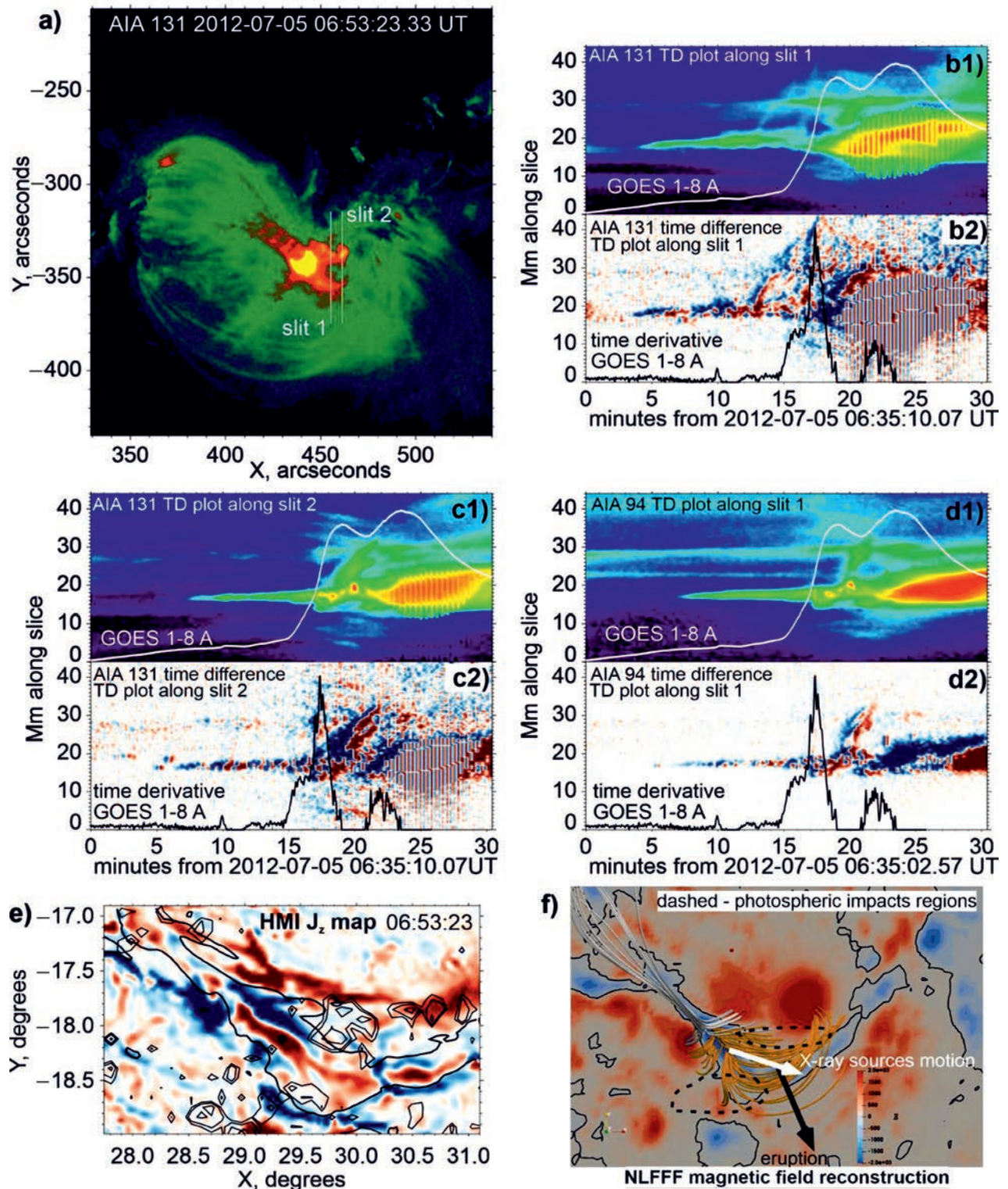


Рис. 5. На панели (а) поверх ЭУФ изображения AIA в канале 131 Å наложены два столбца пикселей (срез изображения), для которых построены диаграммы время–расстояние на панелях (b)–(d): срез 1 на (b) и (d) и срез 2 на (c). Диаграммы под цифрой 1 соответствуют временной последовательности обычных ЭУФ-изображений, а цифра 2 указывает на последовательность бегущих разностей изображений для каналов 131 (b)–(c) и 94 Å (d). На панели (e) карта вертикальных электрических токов сравнивается с областями сильных фотосферных возмущений видимых на Доплерограммах (тонкие черные контуры). Толстая черная линия показывает НЛ. Результаты нелинейной бессиловой экстраполяции магнитного поля показаны на панели (f). Фоном показаны распределения вертикальной компоненты магнитного поля и НЛ (черная линия). Области фотосферного возмущения показаны пунктиром.

GOES 1–8 A. Данный выброс был хорошо виден для обоих срезов (для первого чуть хуже в канале 131 A по сравнению с каналом 94 A). Далее, после 06:55 UT был зафиксирован рост потоков ЭУФ-излучения (в канале 131 A видны полосы из-за смены экспозиции), связанный с ростом аркады магнитных петель, когда рентгеновские источники прекратили свое движение. По ВР-диаграммам мы не можем зафиксировать максимум скорости перемещения плазмы, как мы это показали на рис. 3 по перемещению рентгеновских источников. Однако мы видим, что второй выброс связан с перемещением источников рентгеновского излучения. Таким образом, имеются по крайней мере две возможности: 1) либо асимметричный выброс породил магнитное пересоединение и энерговыделение вспышки, проявляющееся в виде смещающегося рентгеновского излучения; 2) либо магнитное пересоединение пульсационного характера является причиной отрыва магнитно-плазменной структуры. В работе Зимовец и др. (2021) обсуждались эти и другие сценарии и был сделан вывод, что при имеющихся наблюдениях невозможно сделать достоверный выбор.

На рис. 5е мы сравниваем особенности пространственного распределения вертикальных электрических токов, посчитанных по горизонтальным компонентам магнитного поля (см., например, Алтынцев и др., 2020; Зимовец и др., 2020), с месторасположением фотосферных возмущений. По векторным 12-мин магнитограммам мы не можем восстановить динамику магнитного поля во время короткой вспышки. Поэтому мы ограничимся только анализом пространственной структуры токов по предвспышечной магнитограмме. Видно, что вблизи двух НЛ наблюдается очень сложная структура вертикальных электрических токов в виде четырех лент чередующегося направления плотности электрического тока. Данные области тока в окрестности двух НЛ связаны с двумя аркадами магнитных петель, видимых на ЭУФ-изображениях. Наиболее мощное фотосферное возмущение, с которым были связаны гелиосейсмические волны, произошло в районе наиболее масштабной северной “токовой ленты”. При этом только часть фотосферных возмущений ложатся непосредственно на области сильного вертикального электрического тока. Частичное совпадение может быть связано с тем, что мы сравниваем статичную карту предвспышечных вертикальных электрических токов с динамическими возмущениями фотосферы, которые могут появляться, исчезать и перемещаться. Поэтому мы констатируем только то, что области генерации солнцетрясения лишь частично связаны с магнитными конфигурациями с сильным вертикальным электрическим током. Заметим, что из двух аркад, северная визуально характеризуется большим интегральным

электрическим током и площадью (верхние две токовые ленты) по сравнению с южной аркадой. Большая часть областей повышенного вертикального электрического тока вообще никак не была ассоциирована с фотосферными возмущениями. Возможно, существует более явная связь между областью фотосферных возмущений и сильными токами, но для детального исследования необходимы данные по магнитному полю с высоким пространственно-временным разрешением и возможностью его оценивать в области сильных фотосферных возмущений.

На рис. 5f приводятся результаты нелинейной бессиловой экстраполяции коронального магнитного поля. Показаны распределение фотосферного вертикального магнитного поля, положение НЛ и силовые линии магнитного поля, покрывающего области вспышки. Мы выделили силовые линии двумя разными цветами, показывающими топологически отличающиеся области: 1) серым цветом показан шип; 2) оранжевым цветом мы обозначили компактные аркады магнитных петель, вдоль которых происходило перемещение рентгеновских источников излучения (приблизительное направление показано стрелкой на рисунке). Штрихпунктиром мы схематично указываем на месторасположение фотосферных возмущений. Северная область, где генерировалось солнцетрясение, характеризуется магнитными петлями с наибольшим широм (силовые линии фактически параллельны НЛ на некоторых участках).

Кратко обобщая результаты данного раздела, мы укажем на то, что область генерации солнцетрясения располагалась в местах наибольшего шира магнитных силовых линий и в месте отрыва эруптивной структуры.

ГЕОМЕТРИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ И КИНЕТИКА УСКОРЕННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ ВО ВСПЫШЕЧНОЙ ОБЛАСТИ

В разделе, посвященном наблюдениям микроволнового радиоизлучения по данным RSTN и NoRP, мы писали, что сделанный анализ не предполагал учета эффектов распространения электронов вдоль магнитных петель. Простые модели гиротронных спектров на рис. 4 делались на основе параметров излучающей тепловой плазмы и параметров спектра ускоренных электронов, полученных из аппроксимаций рентгеновских спектров. И мы сделали вывод о том, что в рамках такого упрощенного рассмотрения более предпочтительна тепловая модель, нежели гиротронное излучение нетепловых электронов со степенным спектром. Однако моделирование спектров с учетом кинетических процессов может поменять результаты аппроксимаций микроволновых спектров.

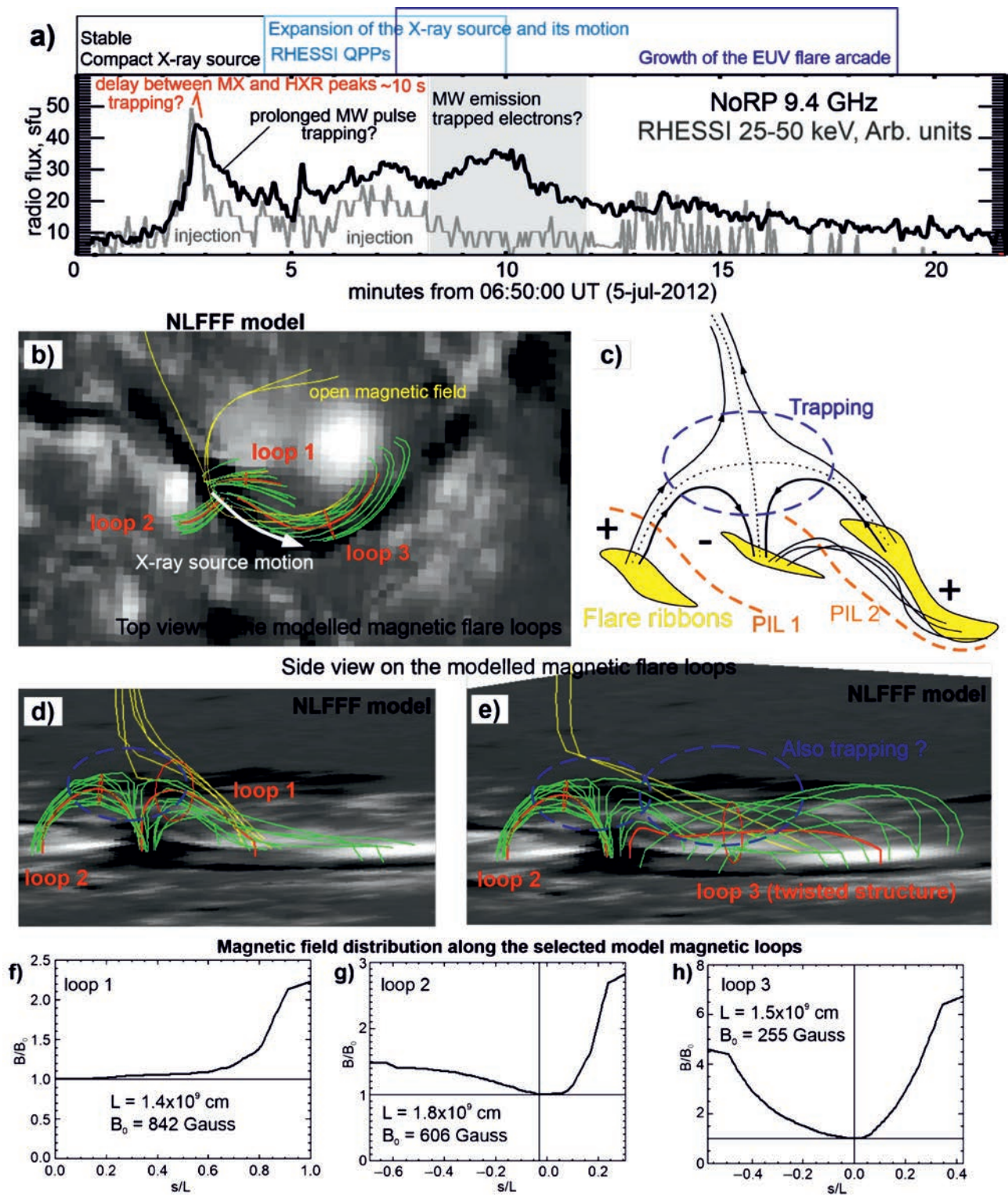


Рис. 6. На панели (а) сравниваются временной профиль жесткого рентгеновского излучения по данным RHESSI в диапазоне 25–50 кэВ с потоком микроволнового радиоизлучения по данным NoRP на частоте 9.4 ГГц. На самой панели обозначены характерные периоды времени и возможное проявление ускоренных электронов, захваченных в магнитную ловушку. На панели (b) указываются три модельные магнитные структуры (в рамках NLFFF экстраполяции), выбранные с помощью GX Simulator для анализа распределения величины магнитного поля вдоль них. То же самое вблизи и сбоку показано на панелях (d) и (e). На указанных панелях с моделями магнитных петель и на схеме (c) показаны области возможного захвата ускоренных электронов в магнитные ловушки. Распределение магнитного поля вдоль структур показано на трех нижних панелях. Там же указано значение длин структур и минимальные значения магнитного поля вдоль них.

Вообще говоря, чтобы обсуждать динамику спектра ускоренных электронов в пространстве и времени в неоднородной плазме и магнитном поле, необходимо иметь очень хорошие данные по нетепловому рентгеновскому и микроволновому излучению. Под хорошими наблюдениями мы подразумеваем изображающую спектроскопию в двух указанных диапазонах электромагнитного спектра. В частности, это важно в случае, когда популяция ускоренных электронов разделяется за счет эффектов распространения на две подсистемы (предположительно в нашем случае, см. далее).

В данном разделе мы обсудим эффект захвата ускоренных электронов в магнитную ловушку. Мы считаем, что данный процесс мог повлиять на возможное различие в спектрах нетепловых электронов, формирующих гиротронное излучение и жесткое рентгеновское излучение (см., например, Мельников, 1994; Кунду и др., 2001). На рис. 6 сравниваются временной профиль жесткого рентгеновского излучения по данным RHESSI в диапазоне 25–50 кэВ с потоком микроволнового радиоизлучения по данным NoRP на частоте 9.4 ГГц. Заметим, что первый самый большой всплеск жесткого рентгеновского излучения уже аналогичного всплеска, видимого на частоте 9.4 ГГц. Также радиоизлучение задержано примерно на 10 с. Данный эффект может быть объяснен захватом части ускоренных электронов в магнитную ловушку. В этом случае микроволновое радиоизлучение связано с накопленными электронами, движущимися между магнитными пробками. Жесткое рентгеновское излучение формируется из оснований магнитных петель. К сожалению, такую морфологию источников мы не можем подтвердить из-за отсутствия радиоизображений. Хотя на рис. 2а мы видим рентгеновские источники вблизи хромосферных уярчений в канале 304 Å.

Далее, на рис. 6а мы видим пик микроволнового излучения в районе 10-й мин, для которого нет аналогичного возрастания потока в диапазоне 25–50 кэВ. При этом 3 мин назад был всплеск жесткого рентгеновского излучения, который, возможно, характеризует спектр инжекции ускоренных электронов, захваченных в магнитную ловушку.

На базе NLFFF модели магнитного поля (см. предыдущий раздел), используя пакет программ GX Simulator, мы выбрали магнитные петли во вспышечной области с целью продемонстрировать наличие магнитных ловушек. Условием ловушки является наличие минимума магнитного поля в короне. Чем сильнее разница между максимумом вблизи оснований петли и минимумом в короне, тем “сильнее” ловушка. Выбрано три петли так, чтобы покрыть фазу компактного рентгеновского источника и протяженного, видимого во время пульсаций (показано схематично сверху временных профилей в прямоугольниках). Все

петли показаны как сверху (рис. 6b), так и сбоку (рис. 6d,e). На панели с указана схема вспышечной области для лучшей визуализации. На трех нижних панелях показаны распределения магнитного поля вдоль выбранных структур.

Заметим, что для случая первого всплеска, когда захват был менее выражен разница между величиной минимального магнитного поля и поля в левом основании не так велика (петля 2). При этом рентгеновский источник был наиболее компактным и плотность плазмы достаточно большой. Оценка времени захвата A , ограниченного кулоновскими столкновениями ($\ln \Lambda$ – кулоновский логарифм), равна

$$\tau = 0.95 \times 10^8 \cdot \left(\frac{E_{\text{кэВ}}^{3/2}}{n_e} \right) \frac{20}{\ln \Lambda}.$$

Для плотности плазмы $n_e = 10^{10} \text{ см}^{-3}$ и энергии $E_{\text{кэВ}} = 100 \text{ кэВ}$ имеем время жизни в ловушке $\sim 10 \text{ с}$. Формула взята из книги Ашвандена (2005, формула 12.5.11).

В случае протяженного рентгеновского источника, который наблюдался во время пульсаций, можно предположить, что радиоисточник располагался в менее плотной плазме, например 10^9 см^{-3} . В таком случае время пребывания в ловушке увеличивается на порядок до $\sim 100 \text{ с}$, и теоретически можно объяснить микроволновый пик на 10-й мин на рис. 6а, задержанный на ~ 3 мин относительно пика 25–50 кэВ.

В итоге, учитывая захват ускоренных электронов, можно получить другие оценки их плотности (плотность может быть выше из-за накопления в ловушке) и другие микроволновые спектры, возможно, лучше объясняющие данные наблюдений по сравнению с тем, что было представлено на рис. 4. Тем самым гипотезу ускоренных электронов с очень мягким спектром не стоит окончательно отменить. Надеемся, что впоследствии будет найдено аналогичное событие для анализа, но с более детальными наблюдениями в микроволновом и рентгеновском диапазонах. В любом случае факт инициации солнцетрясения ускоренными электронами с экстремально мягким спектром крайне интересен с точки зрения механизма генерации сильного возмущения на уровне фотосферы.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Впервые найдена гелиосейсмически активная солнечная вспышка (M1.1 класс, 5 июля 2012 г. 06:49 UT) с очень слабым потоком жесткого рентгеновского излучения до 50 кэВ и мягким спектром. Данный факт противоречит гипотезе о необходимости большого количества ускоренных электронов высоких энергий с жестким спектром.

Проведен детальный анализ многоволновых данных наблюдений, а также структуры магнитного поля для найденной уникальной гелиосейсмически активной солнечной вспышки. Стоит отметить, что впервые проведен совместный анализ рентгеновских и микроволновых спектров для солнечной вспышки, сопровождавшейся солнцетрясением. Получены следующие результаты анализа многоволновых наблюдений рассматриваемого события:

1. Рентгеновский спектр на энергиях 20–50 кэВ объясняется либо наличием сверхгорячей плазмы с температурой 30–60 МК, либо ускоренными электронами с очень мягким спектром со степенным индексом 7–9 (в рамках модели толстой мишени). Совместный анализ микроволновых и рентгеновских спектров показывает возможность использования тепловой модели, учитывающей наличие сверхгорячей плазмы. Также возможно объяснение спектров в рамках нетепловой модели с захватом ускоренных электронов в магнитную ловушку (но для анализа нам не хватает изображений в микроволновом диапазоне).
2. Максимум фотосферного возмущения соответствовал максимуму скорости перемещения рентгеновских источников (~100 км/с).
3. ЭУФ-источники имели признаки тонкой пространственной структуры вблизи области генерации фотосферных возмущений, соответствующей вспыхивающей ленте. В окрестности данных ЭУФ-источников мы видели выброс плазмы (~50–80 км/с), во время которого зафиксировано перемещение рентгеновских источников излучения вдоль аркады магнитных петель.
4. Области наиболее сильного фотосферного возмущения располагались в сильных горизонтальных магнитных полях и в областях повышенных значений вертикального электрического тока. При этом во вспыхивающей области присутствуют места с более сильным электрическим током и магнитным полем без каких-либо проявлений фотосферного вспыхивающего энерговыделения.

На основе полученных результатов мы не можем сделать окончательных выводов о механизме генерации солнцетрясения в данном событии. Однако напрашивается ряд очень важных утверждений, связанных с природой солнцетрясения.

Комплекс наблюдательных данных по рассматриваемому событию свидетельствует в пользу того, что генерация солнцетрясений может быть не связана с ускоренными электронами высоких энергий. Также эти наблюдения показывают, что не требуется в качестве необходимых условий генерации солнцетрясения очень жестких спектров ускоренных электронов. Возможны два варианта рассмотрения получившегося противоречия в рамках стандартной теории генерации гелиосейсмических

волн ускоренными электронами. Во-первых, ускоренные частицы не являются триггером гелиосейсмического возмущения. Вероятно, что ускоренные электроны вторичны по отношению к другому физическому процессу, передающему первоначальный импульс фотосферной плазме (например, эруптивный процесс). Во-вторых, возможно, что существуют другие более важные (по сравнению с жесткостью спектра и максимальными энергиями электронов) характеристики ускоренных электронов с точки зрения генерации фотосферных возмущений. Например, плотность потока энергии и концентрация ускоренных электронов. Данные параметры очень сложно оценить без знаний тонкой пространственной структуры вспыхивающей области, а также без понимания кинетики ускоренных частиц. Тем не менее, у нас есть некоторые значения параметров спектра ускоренных электронов и тепловой плазмы, которые можно использовать для оценок потоков энергии.

Воспользуемся для оценок следующими параметрами спектра ускоренных электронов: полный поток $F(E > E_{\text{low}}) = 10^{35}$ электронов/с; наклон степенного спектра $\delta = 7$; значение низкоэнергетической границы $E_{\text{low}} = 20$ кэВ. Заметим, что электроны с энергиями выше значения $E_{\text{stop}} = \sqrt{3CnL}$ ($C = 3.68 \times 10^{18}$ кэВ² см²) смогут преодолеть слой плазмы с концентрацией n и толщиной L . Для $L = 10$ Мм с концентрацией, рассчитанной по мере эмиссии как $n = \sqrt{EM/(S \cdot L)}$, мы получаем $E_{\text{stop}} = 22$ кэВ для площади $S = 0.5 \times 10^{18}$. Данное значение подтверждает, что выше низкоэнергетической границы, найденной по рентгеновским спектрам, мы имеем поток электронов, который сможет достичь нижних слоев солнечной атмосферы и потенциально участвовать в генерации солнцетрясения. Плотность потока энергии ускоренных электронов можно оценить по следующей формуле:

$$p_{\text{nonth}}(E > E_{\text{low}}) = E_{\text{low}} \frac{F(E > E_{\text{low}})}{S} \frac{\delta - 1}{\delta - 2} \quad (1)$$

Для разных значений площадей $S = 0.5 \times 10^{18}$, 1.5×10^{18} и 4×10^{16} см² (последнее число соответствует предельному случаю тонкой трубки ~2 Мм) получаем следующие значения плотности потока энергии: 7.7×10^9 , 2.6×10^9 и 9.6×10^{10} эрг · см⁻² с⁻¹.

При рассмотрении тепловой плазмы естественным образом возникает необходимость рассматривать потоки тепла за счет теплопроводности. В однотемпературном приближении обычно используют следующую оценку классической (или Спитцеровской) теплопроводности, учитывающей кулоновские столкновения:

$$P_{\text{Class}} = 4 \times 10^{-6} \cdot T^{\frac{5}{2}} \frac{T}{L} \quad (2)$$

Для температуры 20 МК и характерной длины 10 Мм значение теплового потока составляет: 1.4×10^{11} эрг · см⁻² · с⁻¹, что больше, чем оценки плотности потока энергии ускоренных электронов, сделанные выше. Если рассматривать оценки классической теплопроводности для сверхгорячей плазмы, можно воспользоваться следующей формулой:

$$P_{\text{Class}} = 4 \times 10^{-6} \cdot \left(\frac{T_{\text{sh}} + T_{\text{h}}}{2} \right)^{\frac{5}{2}} \frac{T_{\text{sh}} - T_{\text{h}}}{L} \quad (3)$$

Здесь мы предполагаем, что в рамках двухтемпературной модели есть два объема плазмы: горячая плазма ($T_{\text{h}} = 20$ МК) и сверхгорячая плазма ($T_{\text{sh}} = 60$ МК). В формуле дробь $(T_{\text{sh}} - T_{\text{h}})/L$ определяет линейный градиент температуры в короне, между горячей и сверхгорячей областью. Величина $(T_{\text{sh}} + T_{\text{h}})/2$ соответствует среднему значению температуры в районе рентгеновских источников. Центры масс рентгеновских источников либо совпадают, либо разделяются между собой примерно на 1–2 Мм (рис. 3h). В качестве границы сверху на L примем полуширину (по 50% контуру) рентгеновского источника ~5 Мм. В итоге оценка теплового потока лежит в пределах $(0.6 - 3.2) \times 10^{12}$ эрг · см⁻² · с⁻¹.

Формулы (2) и (3) могут давать слишком высокие значения теплового потока. Дело в том, что тепловой поток в пределе не может быть больше, чем поток кинетической энергии электронов с тепловой скоростью самих электронов. Этот предельный случай можно назвать насыщенным тепловым потоком. Рассчитать его можно согласно следующим формулам из работы Шарыкина и др. (2018):

$$\begin{aligned} P_{\text{lim}} &= \frac{3}{2} n_e k_B T_e V_c = \frac{1}{4} n_e k_B T_e \sqrt{\frac{3k_B T_e}{m_e}} = \\ &= \frac{\sqrt{3}}{4\sqrt{m_e}} (k_B T_e)^{\frac{3}{2}} \sqrt{\frac{EM}{SL}}. \end{aligned} \quad (4)$$

Последнее выражение позволяет оценить предельный тепловой поток со скоростью насыщения V_c (меньше тепловой скорости электронов согласно Смиту, Лиликвисту, 1979) по параметрам аппроксимации рентгеновского спектра (рис. 3). Наибольшие значения P_{lim} при $L = 10$ Мм возможны в случае сверхгорячей плазмы: $EM_{\text{sh}} = 10^{46}$ см⁻³, $T_{\text{sh}} = 40$ МК (среднее значение температуры, вокруг которого происходили пульсации). Для трех значений площади (по аналогии с оценками p_{nonth} см. выше) мы получим следующие значения P_{lim} : 4.5×10^{10} , 0.8×10^{11} и 2.8×10^{11} эрг · см⁻² · с⁻¹. Данные значения меньше, чем в классическом случае, что указывает на завышенность оценок в столкновительном приближении. Более того, тепловые потоки должны быть ниже, чем P_{lim} , поскольку абсолютно

все электроны не могут двигаться параллельно. Анизотропия является отклонением от локального термодинамического равновесия, и поэтому возможны неустойчивости, ограничивающие тепловой поток.

Заметим, что для мощной гелиосейсмически активной вспышки X1.8 класса 23 октября 2012 г. в работе Шарыкин и др. (2017) были сделаны нижние и верхние оценки на плотность потока энергии нетепловых электронов по данным RHESSI и Solar Optical Telescope (Hinode): $(0.6 - 20.6) \times 10^{12}$ эрг · см⁻² · с⁻¹ для значений площади высыпаний в нижние слои солнечной атмосферы в диапазоне $(0.5 - 6.7) \times 10^{16}$ (от размеров порядка ширины ленты до полной площади лент). Как видно, разница в плотностях энергий ускоренных электронов между вспышкой, рассматриваемой в этой статье, и вспышкой 23 октября 2012 г. составляет два порядка. При рассмотрении тепловых потоков разница может составлять порядок, что вполне разумно с точки зрения отличия рентгеновских классов (примерно в 18 раз) и соответствующего гелиосейсмического отклика. Фактически, с точки зрения возможных потоков энергии мы имеем масштабирование в сравнении с другим событием. Понятно, что данное замечание не является абсолютно точным, и его надо проверять на расширенной выборке.

Приведенные оценки плотности потоков энергии показывают, что тепловой поток в своем пределе может быть более эффективным каналом доставки возмущения из короны в нижние слои солнечной атмосферы по сравнению с ускоренными электронами. Также, возможно, что ускоренные электроны и тепловые потоки совместно воздействуют на хромосферу. Но, в любом случае, тепловой поток может доминировать и быть причиной сильных возмущений нижних слоев атмосферы Солнца в рассмотренной вспышке. Для подтверждения такой возможности необходимо проводить детальное моделирование газодинамики с переносом излучения. Также заметим, что на сегодняшний день мы не знаем минимальное значение потока энергии, необходимого для возбуждения солнцетрясения.

Другой важной находкой статьи является факт эруптивного процесса и движения рентгеновских источников вдоль НЛ, где наблюдались сильные электрические токи. Возможно, что именно данный факт является одной из причин эффективной генерации гелиосейсмического возмущения. В действительности в статье Шарыкин и др. (2017) обсуждалось то, что солнцетрясения могут быть сгенерированы за счет движущегося возмущения на фотосфере. Фактически происходит интерференция волн и усиление сигнала в направлении движения. В нашем случае волновое возмущение проявило себя в перпендикулярном направлении (в направлении пятна) по отношению к перемещению вспышечного энерговыделения вдоль НЛ. Данное различие по сравнению с результатами из работы Косовичева

(2006), с нашей точки зрения, не снимает возможность усиления гелиосейсмического сигнала за счет последовательного “зажигания” петель. В реальности распространение волн под фотосферой сложнее за счет анизотропии начального возмущения и распределения параметров плазмы и магнитного поля. Такие процессы необходимо моделировать. Также заметим, что непосредственно эруптивный процесс может порождать импульс силы в нижних слоях солнечной атмосферы и генерировать фотосферное возмущение. Не последнюю (вероятно, косвенную) роль могут играть электрические токи в активной области, задающие “благоприятную” топологию магнитного поля. Однако данный вопрос является “terra incognita” в контексте вспышек с солнцетрясениями.

Результаты данной статьи в большей степени ставят новые вопросы к физике генерации солнцетрясений, чем отвечают на старые. Скорее всего, эффективность гелиосейсмического отклика определяется рядом локальных параметров вспышечной области. Необходимо дальнейшее развитие наблюдательных исследований на базе отдельных вспышек и статистики, а также необходимо развитие моделирования (налицо сильнейший дефицит моделей) возбуждения гелиосейсмических волн и их распространения в неоднородной среде под активными областями.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы статьи утверждают об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Алтынцев и др. (A.T. Altyntsev, N.S. Meshalkina, A.Yu. Fedotova, and I.I. Myshyakov), *The Astrophys. J.* **905**, 13 (2020).
- Альворадо-Гомез и др. (J.D. Alvarado-Gómez, J.C. Buitrago-Casas, J.C. Martínez-Oliveros, et al.), *Solar Phys.* **280**, 335 (2012).
- Ашванден (Aschwanden M.J.), *Physics of the Solar Corona. An Introduction with Problems and Solutions* (2nd ed.), Springer, New York, Berlin, p. 892 (2005).
- Браун (J.C. Brown), *Solar Phys.* **18**, 489 (1971).
- Буйтраго-Касас и др. (J.C. Buitrago-Casas, J.C. Martínez Oliveros, C. Lindsey, et al.), *Solar Phys.* **290**, 3151 (2015).
- Бурцева и др. (O. Burtseva, J.C. Martínez-Oliveros, G.J.D. Petrie, and A.A. Pevtsov), *Astrophys. J.* **806**, 173 (2015).
- Ву и др. (H. Wu, Y. Dai, and M.D. Ding), *Astrophys. J. Lett.* **943**, 7 (2023).
- Доминго и др. (V. Domingo, B. Fleck, and A.I. Poland), *Solar Phys.* **162**, 1 (1995).
- Донеа (A. Donea), *Space Sci. Rev.* **158**, 451 (2011).
- Жарков и др. (S. Zharkov, L.M. Green, S.A. Matthews, and V.V. Zharkova), *Astrophys. J. Lett.* **741**, L. 35 (2011).
- Жарков и др. (S. Zharkov, L.M. Green, S.A. Matthews, and V.V. Zharkova), *Solar Phys.* **284**, 315 (2013).
- Зимовец и др. (I.V. Zimovets, A.B. Nechaeva, I.N. Sharykin, and W.Q. Gan), *Astrophysics* **63**, 408 (2020).
- Зимовец и др. (I.V. Zimovets, I.N. Sharykin, I.I. Myshyakov), *Solar Phys.* **296**, Iss. 12, id. 188 (2021).
- Косовичев (A.G. Kosovichev and V.V. Zharkova), *Helioseismology*, ed. J.T. Hoeksema et al. (Paris: ESA) in *ESA Special Publ.* **376**, 341 (1995).
- Косовичев (A.G. Kosovichev), *Solar Phys.* **238**, 1 (2006).
- Косовичев, Секи (A.G. Kosovichev and T. Sekii), *Astrophys. J. Lett.* **670**, L147 (2007).
- Косовичев, Жаркова (A. G. Kosovichev and V.V. Zharkova), *Nature* **393**, 317 (1998).
- Косовичев (A.G. Kosovichev), *Extraterrestrial Seismology* (Ed. V. Tong & R. García, Cambridge: Cambridge Univ. Press, 306 2015).
- Кунду и др. (M.R. Kundu, S.M. White, K. Shibasaki, T. Sakurai, and V.V. Grechnev), *Astrophys. J.* **547**, 1090 (2001).
- Лемен и др. (J.R. Lemen, A.M. Title, D.J. Akin, et al.), *Solar Phys.* **275**, Iss. 1–2, 17 (2012).
- Лин и др. (R.P. Lin, B.R. Dennis, G.J. Hurford, et al.), *Solar Phys.* **210**, 3 (2002).
- Мельников (V.F. Melnikov), *Radiophysics and Quantum Electronics* **37**, 557 (1994).
- Нита и др. (G.N. Nita, G.D. Fleishman, A.A. Kuznetsov, et al.), *Astrophys. J.* **799**, 15 (2015).
- Ньюперт (W.M. Neupert), *Astrophys. J. Lett.* **153**, L59 (1968).
- Песнелл и др. (W.D. Pesnell, B.J. Thompson, and P.C. Chamberlin), *Solar Phys.* **275**, 3 (2012).
- Рассел и др. (A.J.B. Russell, M.K. Mooney, J.E. Leake, and H.S. Hudson), *Astrophys. J.* **831**, 42 (2016).
- Руденко, Мышьяков (G.V. Rudenko and I.I. Myshyakov), *Solar Phys.* **257**, 287 (2009).
- Садыков и др. (V.M. Sadykov, J.T. Stefan, A.G. Kosovichev, et al.), *Astrophys. J.* **960**, 16 (2024).
- Смит, Лилликуист (D.F. Smith and C.G. Lilliequist), *Astrophys. J.* **232**, 582 (1979).
- Стефан, Косовичев (J.T. Stefan and A.G. Kosovichev), *Astrophys. J.* **895**, 15 (2020).
- Фишер и др. (G.H. Fisher, D.J. Bercik, B.T. Welsch, and H.S. Hudson), *Solar Phys.* **277**, 59 (2012).
- Флейшман, Кузнецов (G.D. Fleishman and A.A. Kuznetsov), *Astrophys. J.* **721**, 1127 (2010).

33. Флейшман и др. (G.D. Fleishman, M.A. Loukitcheva, V.Yu. Kopnina, et. al.), *Astrophys. J.* **867**, 11 (2018).
34. Хадсон и др. (H.S. Hudson, G.H. Fisher, and B.T. Welsch), *ASP Conf. Ser.* 383, *Subsurface and Atmospheric Influences on Solar Activity* (Ed. R. Howe et al., San Francisco, CA: ASP, 221 (2008).
35. Холман (Holman G.D.), *Astrophys. J.* **586**, 606 (2003).
36. Шарыкин и др. (I.N. Sharykin, A.G. Kosovichev, and I.V. Zimovets), *Astrophys. J.* **807**, 102 (2015a).
37. Шарыкин, Косовичев (I.N. Sharykin and A.G. Kosovichev), *Astrophys. J.* **808**, 72 (2015).
38. Шарыкин, Косовичев (I.N. Sharykin and A.G. Kosovichev), *Astrophys. J.* **895**, 14 (2020).
39. Шарыкин и др. (I.N. Sharykin, A.A. Kuznetsov, and I.I. Myshyakov), *Solar Phys.* **293**, 17 (2018).
40. Шарыкин и др. (I.N. Sharykin, A.G. Kosovichev, V.M. Sadykov, I.V. Zimovets, and I.I. Myshyakov), *Astrophys. J.* **843**, 67 (2017).
41. Шерпер и др. (P.H. Scherrer, R.S. Bogart, R.I. Bush, et al.), *Solar Phys.* **162**, 129 (1995).
42. Шерпер и др. (P.H. Scherrer, J. Schou, R.I. Bush, et al.), *Solar Phys.* **275**, Iss. 1–2, 207 (2012).