

Ограничения на популяцию космических лучей в радиогало галактики M87 по данным гамма-наблюдений

Б. А. Низамов⁺¹⁾, М. С. Пширков^{+*×}

⁺Государственный астрономический институт им. П. К. Штернберга, МГУ им. М. В. Ломоносова, 119234 Москва, Россия

^{*}Институт ядерных исследований РАН, 117312 Москва, Россия

[×]Пушчинская радиоастрономическая обсерватория Астрокосмический центр Физического института Академии Наук, 142290 Пушино, Россия

Поступила в редакцию 20 декабря 2021 г.

После переработки 31 января 2022 г.

Принята к публикации 31 января 2022 г.

В этой статье мы представляем результаты поиска протяженного высокоэнергетического излучения вокруг M87 – центральной галактики в скоплении Девы. Галактика M87 содержит очень тяжелую сверхмассивную черную дыру, $M_{BH} > 4 \cdot 10^9 M_{\odot}$, и в последние 100 млн. лет переживает период повышенной активности, что привело к образованию полостей, которые являются заметными радио- и рентгеновскими источниками. Мы провели поиск в данных Fermi-LAT за 13 лет в трех энергетических интервалах: 0.1–1, 1–10 и 10–100 ГэВ. Ни в одном из интервалов не было обнаружено статистически значимого протяженного излучения, со слабым признаком сигнала ($\sim 2.5\sigma$) в последнем интервале (10–100 ГэВ). Мы использовали гамма-наблюдения, чтобы установить пределы на популяцию космических лучей в радиопузьях, ограничив их долю X относительно тепловой энергии горячего газа. В зависимости от значения спектрального индекса, для электронов $X_e < (0.1–0.2)$, протоны ограничены на уровне $X_p < (0.2–0.5)$. Эти результаты подтверждают, что в смысле вклада в полную энергию космические лучи являются второстепенным компонентом радиопузьярей, а основная доля энергии сосредоточена в горячем газе.

DOI: 10.31857/S1234567822050019

1. Введение. Мощные астрофизические истечения вещества взаимодействуют с окружающей средой и раздувают пузыри, наполненные горячим разреженным газом и космическими лучами (КЛ), в конечном итоге передавая энергию истечений среде. В случае внегалактических источников – активных ядер галактик (АЯГ) – это явление наблюдательно проявляется в виде полостей вокруг релятивистских струй, запущенных активным ядром; при этом сама струя в одних случаях уже прекратила активность, а в других активна до сих пор. Такие пузыри наблюдались в большом количестве источников [1–4], обычно в радио- и рентгеновском диапазонах. Изучение этих пузырей очень важно, поскольку может помочь уточнить наше понимание процессов взаимодействия джетов АЯГ с окружающей средой и оценить мощность джетов, используя пузыри в качестве калориметров [5]. Наблюдения на более высоких энергиях, в диапазоне энергий гамма-лучей, также могут быть очень ценными, позволяя исследовать не только лептонную, но и адронную компоненту КЛ, заполняющих пузыри.

К сожалению, ограниченное угловое разрешение²⁾ и низкая статистика в высокоэнергетическом диапазоне делают в настоящее время такие наблюдения чрезвычайно трудными. Есть два исключения: первое – это галактика Cen A (NGC 5128), принадлежащая к типу I по Фанарову–Райли (FR I). Ее близость к Земле ($D = 4.7$ Мпк) и большая протяженность пузырей ($l = 600$ кпк, соответствует угловому размеру $\theta = 10^\circ$) позволили обнаружить их как протяженные объекты с помощью наблюдений Fermi-LAT [6]. Наблюдения гамма-излучения указывают на наличие значительной популяции релятивистских электронов, которые заполняют пузыри и испытывают обратное комптоновское (ОК) рассеяние на фотонах реликтового излучения и внегалактического фонового света с возможным дополнительным вкладом от протонов КЛ, взаимодействующих с диффузной средой пузырей [7, 8]. Также гамма-излучение было обнаружено от пузырей галактики For A (NGC 1316, $D = 18.6$ Мпс, тип FR I/FR II) [9]. Это излучение

¹⁾e-mail: nizamov@physics.msu.ru

²⁾Угловое разрешение Fermi-LAT составляет около нескольких градусов при энергии 100 МэВ, $\sim 1^\circ$ на энергии 1 ГэВ и $\sim 0.2^\circ$ на энергии > 10 ГэВ.

может быть смешанного лепто-адронного происхождения [9] или чисто лептонным [10].

Другим возможным кандидатом на подобное обнаружение является галактика М87. Расположенная на расстоянии $D = 16.7$ Мпк недалеко от центра скопления Девы она обладает пузырями, которые интенсивно наблюдались в радио- и рентгеновских лучах (например, [11–15]). Они раздулись из-за активности АЯГ в последние $10^7 - 10^8$ лет [11]. Между М87 и галактиками Сеп А и Фог А существует большая разница – последние находятся в среде относительно низкой плотности, в то время как первая расположена близко к центру массивного скопления галактик Девы, где плотность среды гораздо выше.

Идея использования гамма-излучения от протяженного источника вокруг М87 для исследования физических свойств гало, особенно магнитных полей, была впервые предложена в работе [16]. Размер пузырей сравнительно мал, $l \sim 30$ кпк, на расстоянии М87 это соответствует 0.1° . Столь небольшой угловой размер делает обнаружение гало в гамма-лучах чрезвычайно трудным. Сильной стороной гамма-лучей является их способность ограничивать протонную компоненту КЛ, что гораздо сложнее сделать другими способами. Кроме того, релятивистские электроны могут быть обнаружены благодаря ОК рассеянию, что в свою очередь может стать полезным дополнением к обнаружению синхротронного излучения в радио: хотя гамма-наблюдения менее чувствительны, чем радио, поле фоновых фотонов, которые участвуют в рассеянии, может быть описано гораздо точнее, чем магнитное поле, тем самым эта важная неопределенность устраняется.

В данной работе мы использовали данные, собранные Fermi-LAT, с целью ограничения протяженного компонента. Мы представляем результаты этого поиска в 13-летних данных Fermi-LAT на энергиях выше 100 МэВ и накладываем ограничения на популяцию КЛ в пузырях.

2. Данные и анализ данных. В нашем анализе мы использовали данные, собранные за 157 месяцев наблюдений Fermi-LAT с 4 августа 2008 г. (MET = 239557417 с) по 5 сентября 2021 г. (MET = 652552934 с). Мы выбрали события, относящиеся к классу “SOURCE” (реконструкция Pass 8R3), с энергией больше 100 МэВ, а также с обычным ограничением на “качество” события, а именно, что зенитный угол должен быть меньше 90° . Анализ проводился в программных пакетах *Fermitools*³⁾ и *Fermipy* [17].

В качестве области интереса (ОИ) мы взяли круг радиусом 15° с центром в М87 ($\alpha_{J2000} = 187^\circ.706$, $\delta_{J2000} = 12^\circ.391$).

Данные были проанализированы с помощью метода бинированного максимального правдоподобия [18], реализованного в утилите *gtlike*, в котором две модельные гипотезы сравнивались по их максимальным правдоподобиям относительно наблюдаемого распределения фотонов. Нулевая гипотеза не включает протяженный источник, альтернативная добавляет его к списку источников нулевой гипотезы.

Модель включает 239 источников из каталога 4FGL-DR2 [19], последнюю модель галактической межзвездной эмиссии *gll_iem_v07.fits* и изотропный спектральный шаблон *iso_P8R3_SOURCE_V3_v1.txt*⁴⁾.

Галактика М87 была смоделирована как точечный источник. Наконец, в модель источника были вставлены пространственные шаблоны для пузырей. Мы использовали две альтернативные модели. Во-первых, шаблон, полученный из NRAO VLA Sky Survey [20] с помощью ресурса *SkyView* [21]. В этом шаблоне структура гамма-источника близка структуре радиоисточника, что соответствует ситуации, когда радио- и гамма-излучение рождаются в одних и тех же областях. Это может быть так, если гамма-излучение производится ОК рассеянием фоновых фотонов и если увеличение радиояркости в горячих точках не может быть связано только с усилением магнитного поля. Вторым принятым шаблоном была однородная форма, имитирующая форму пузырей, взятых из NVSS. Такой шаблон естественно возникает в сценариях, где КЛ распределены более или менее равномерно в объеме пузырей и особенно актуален для адронных моделей.

Спектры точечного источника М87 и пузырей описываются простой моделью, основанной на степенном законе. Значимость обнаружения гамма-сигнала от протяженного источника оценивалась с помощью статистики отношения правдоподобия:

$$TS = -2 \ln \frac{L_{\max,0}}{L_{\max,1}}, \quad (1)$$

где $L_{\max,0}$ и $L_{\max,1}$ – значения максимального правдоподобия, полученные из наблюдаемых данных при использовании нулевой и альтернативной гипотез соответственно. Если гипотеза верна, то \sqrt{TS} приблизительно равно значимости обнаружения источника.

Для того чтобы оценить потенциальную чувствительность наших поисков, мы провели моделирова-

³⁾<http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/analysis/software/>.

⁴⁾<http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/access/lat/BackgroundModels.html>.

ние с помощью утилиты *gtobssim*. Мы смоделировали события для изотропного и галактического фона, ярчайших источников (всего 185 в 15°) и M87 либо как точечного источника с потоком, равным значению из каталога 4FGL-DR2, либо как протяженно-го источника с тем же потоком, который распределен по одному из двух вышеупомянутых шаблонов. Этот подход позволяет проверить предельную чувствительность: какова будет разница в логарифме правдоподобия между моделями только с точечным источником и точечным плюс протяженным источниками, если весь поток действительно исходит от протяженного источника? Можно ли провести различие между нулевой и альтернативной гипотезами?

3. Результаты. Наш анализ данных гамма-излучения не смог обнаружить протяженные источники в месте расположения M87 ни в одном из трех интервалов (0.1–1, 1–10, 10–100 ГэВ). Только в последнем мы получили некоторые незначительные признаки на уровне значимости 2.5σ ($TS = 6.2$). Отрицательный результат, вероятно, объясняется компактностью гало вокруг M87: его размер составляет всего около 0.1° , а функция рассеяния точки на уровне 68% при энергии 100 МэВ составляет около 5° . При более высоких энергиях статистика фотонов становится недостаточной. Даже когда мы моделировали M87 как протяженный источник с потоком, взятым из 4FGL, для бинов (0.1–1) и (1–10) ГэВ модель с точечным источником оказалась так же хороша, как и с протяженным. Интересно, что в последнем энергетическом бине, 10–100 ГэВ, эта модель привела к обнаружению на уровне значимости 5.6σ ($TS = 32$). Слабое обнаружение протяженной компоненты на уровне значимости 2σ наблюдалось, когда общий поток в моделировании был поровну разделен между точечным источником и гало. Поскольку протяженный компонент обнаружить не удалось, в дальнейшем мы использовали поток M87 из каталога 4FGL в качестве верхнего предела для потока от гало.

Гамма-наблюдения можно использовать для наложения ограничений на свойства пузырей, такие как напряженность магнитного поля и плотность энергии КЛ. Радионаблюдения показывают, что в пузырях существует популяция релятивистских электронов⁵⁾, которые производят синхротронное излучение. Эта же популяция будет взаимодействовать с фотонами фона с энергией E_{bckg} и производить фотоны более высокой энергии E_γ : $E_\gamma \sim \gamma^2 E_{bckg}$, где

γ – лоренц-фактор релятивистских электронов. В частности, гамма-лучи образуются, когда электроны взаимодействуют с фотонами ближнего ИК-УФ фона, исходящего от M87. В дальнейшем мы будем называть эти фоновые фотоны оптическими.

3.1. Ограничения на магнитные поля. Мы можем исключить определенные значения магнитного поля B , выводя свойства популяции электронов, которая могла бы произвести наблюдаемый радиопоток при фиксированном значении B . Если сигнал от ОК рассеяния от этой популяции выше, чем наблюдаемый поток гамма-излучения, то это значение B может служить нижним пределом на индукцию магнитного поля.

Мы предполагаем, что одна и та же популяция нетепловых электронов производит как синхротронное излучение в магнитном поле, заполняющем пузыри, так и обратное комптоновское излучение из-за присутствия фонового света от галактики. Чтобы сделать теоретическую оценку потока гамма-излучения от пузырей, необходимо знать спектр нетепловых электронов и плотность энергии фонового поля излучения. Спектр электронов можно получить из радионаблюдений синхротронного излучения. Его спектр в диапазоне 100 МГц – 10 ГГц приведен в [22]. Если спектр электронов имеет вид

$$N(E)dE = C_e E^{-\alpha_e} dE \quad [\text{см}^{-3}], \quad (2)$$

тогда энергии нетепловых электронов, создающих синхротронное излучение, находятся в диапазоне [23]:

$$2.5 \cdot 10^2 \left(\frac{\nu_1}{B y_1(\alpha_e)} \right)^{1/2} \leq E(\text{эВ}) \leq 2.5 \cdot 10^2 \left(\frac{\nu_2}{B y_2(\alpha_e)} \right)^{1/2}, \quad (3)$$

где B – индукция магнитного поля, ν_1 и ν_2 – минимальная и максимальная частоты радиоспектра, y_1 и y_2 – табулированные функции. Эти функции, а также функция $a(\alpha_e)$ (см. ниже) приведены в [23]. Из синхротронного спектра мы можем получить нормировку электронного спектра [23]:

$$C_e = \frac{7.4 \cdot 10^{21} D^2}{a(\alpha_e) B V} \Phi_\nu \left(\frac{\nu}{6.26 \cdot 10^{18} B} \right)^{(\alpha_e - 1)/2}, \quad (4)$$

где V – объем, содержащий излучающие частицы, D – расстояние до M87, а Φ_ν – поток синхротронного излучения на частоте ν . Поскольку мы используем данные об излучении, интегрированные по радиогало, мы будем предполагать в этом подразделе,

⁵⁾ В данном контексте под словом электроны мы понимаем как собственно электроны, так и позитроны.

что распределение нетепловых электронов однородно, так что нормировка C_e постоянна во всем гало (это название будем также употреблять для пузырей). Для описания источника оптического излучения мы используем модель точечного источника, тогда плотность лучистой энергии на расстоянии r от центра галактики равна:

$$U_{\text{rad}}(r) = \frac{L}{4\pi r^2 c}, \quad (5)$$

где L – оптическая светимость галактики. Для оценки L мы использовали данные Слоановского цифрового обзора неба (SDSS), поскольку его величины *ugriz* имеют абсолютную калибровку. В работе [24] сообщается, что данные SDSS сильно недооценивают яркость крупных протяженных источников, поэтому мы использовали исправленные величины из цитируемой работы: $u = 10.98$, $g = 9.42$, $r = 8.61$, $i = 8.16$, $z = 7.86$. Мощность обратного комптоновского излучения в расчете на один электрон равна [25]

$$P_{\text{IC}} = \frac{4}{3} \sigma_T c U_{\text{rad}} \gamma^2 \beta^2, \quad (6)$$

где σ_T – сечение томсоновского рассеяния, γ – лоренц-фактор электрона и $\beta = v/c \approx 1$. Используя наши выражения для плотности энергии излучения и электронов, мы получаем полную мощность обратного комптоновского излучения:

$$\begin{aligned} P_{\text{tot}} &= \iint \frac{4}{3} \sigma_T c \gamma^2 \frac{L}{4\pi r^2 c} C_e(B) E^{-\alpha_e} dV dE = \\ &= \frac{4}{3} \sigma_T \frac{C_e(B)}{(m_e c^2)^2} L R \int E^{2-\alpha_e} dE, \end{aligned} \quad (7)$$

где $R = 35$ кпк – принятый нами радиус гало [11]. Можно видеть, что результат неявно зависит от магнитного поля. Для $B < 1.5$ мкГс результирующий поток энергии гамма-излучения становится больше наблюдаемого от M87 ($F = 1.8 \cdot 10^{-11}$ эрг/см² выше 100 МэВ), поэтому эти значения индукции могут быть исключены.

3.2. Ограничения на содержание нетепловых электронов. Большая часть энергии пузырей является тепловой, т.е. запасенной в кинетической энергии горячего (~ 2 кэВ) разреженного газа [26]. В КЛ заключена меньшая доля энергии пузырей, тем не менее КЛ могут играть важную роль в их эволюции. Эта энергия также может быть определена из гамма-наблюдений.

Для моделей с преобладанием электронов поток гамма-излучения возникает из-за ОК рассеяния на фотонах оптического фона. Мы использовали так называемое изобарическое приближение, в котором

плотность энергии нетепловых электронов составляет постоянную долю X_e от тепловой энергии. В горячем рентгеновском газе концентрации ионов и электронов приблизительно равны, поэтому плотность тепловой энергии равна $\epsilon_{\text{th}} \approx 3n_e kT$, где n_e и T – плотность числа и температура тепловых электронов. Для этих параметров мы используем аналитические модели, полученные в [26]. Пусть $C_e E^{-\alpha_e}$ описывает плотность нетепловых электронов в единице объема на единицу энергии, тогда

$$X_e = \frac{C_e(r) \int E^{1-\alpha_e} dE}{3n_e(r)kT(r)}, \quad (8)$$

где r – расстояние от центра галактики. Полная мощность ОК излучения пузырей составляет [25]:

$$P_{\text{IC}} = \iiint \frac{4}{3} \sigma_T c U_{\text{rad}}(r) \frac{C_e}{(m_e c^2)^2} E^{2-\alpha_e} dE dV. \quad (9)$$

Подставляя уравнение (8), получим выражение для X_e :

$$X_e = \frac{4\pi D^2 F (m_e c^2)^2 \int E^{1-\alpha_e} dE}{4\sigma_T L \int E^{2-\alpha_e} dE \int n_e kT dr}, \quad (10)$$

где мы использовали уравнение (5) для U_{rad} . Лоренц-фактор электронов, рассеивающих фотоны от ~ 1 эВ до ~ 100 МэВ, имеет порядок 10^4 . Если использовать это значение как γ_{min} , то X_e не превышает 0.45–0.67 %, когда α_e изменяется от 2.5 до 3.5. Интегрируя плотность тепловой энергии от центра галактики до расстояния 35 кпк (или 7 угловых минут), мы получаем полную энергию $E_{\text{th}} = 4.7 \cdot 10^{59}$ эрг.

3.3. Ограничение на содержание нетепловых протонов. Подобные ограничения могут быть наложены и на адронную компоненту. Гамма-лучи образуются в p - p (и p -He) столкновениях КЛ с кинетической энергией больше порога 280 МэВ с последующим распадом нейтральных пионов. Коэффициент излучения в этом случае

$$q_\gamma(E_\gamma) = 2 \int_{E_\gamma + m_\pi^2 c^4 / 4E_\gamma}^{\infty} \frac{q_\pi(E_\pi)}{\sqrt{E_\pi^2 - m_\pi^2 c^4}} dE_\pi, \quad (11)$$

где $q_\pi(E_\pi)$ – темп рождения π^0 . В приближении дельта-функции энергия пиона, рожденного в p - p столкновении, равна фиксированной доле кинетической энергии протона: $E_\pi = \kappa_\pi E_{\text{kin}}$, где $\kappa_\pi \approx 0.17$ – параметр неупругости. При таком упрощении темп производства пионов может быть записан как

$$q_\pi(E_\pi) = \frac{c n_H}{\kappa_\pi} \sigma_{pp} \left(m_p c^2 + \frac{E_\pi}{\kappa_\pi} \right) N_p \left(m_p c^2 + \frac{E_\pi}{\kappa_\pi} \right), \quad (12)$$

где n_H – плотность протонов в окружающей среде (мы предполагаем $n_H \approx n_e$), σ_{pp} – сечение реакции образования π^0 , $N_p = C_p E^{-\alpha_p}$ – спектр протонов космических лучей. Итак, отношение плотности нетепловых протонов к плотности тепловой энергии равно

$$X_p = \frac{C_p(r) \int E^{1-\alpha_p} dE}{3n_e(r)kT(r)}. \quad (13)$$

Подставляя (12) и (13) в (11), мы получаем

$$Q_\gamma = \int q_\gamma dV = \frac{6cX_p}{\kappa_\pi} \times \\ \times \int \frac{\sigma_{pp}(m_p c^2 + E_\pi/\kappa_\pi)}{\sqrt{E_\pi^2 - m_\pi^2 c^4}} (m_p c^2 + E_\pi/\kappa_\pi)^{-\alpha_p} dE_\pi \times \\ \times \frac{1}{\int E^{-\alpha_p+1} dE} \int 4\pi r^2 n_e(r)^2 kT(r) dr. \quad (14)$$

Опять же мы принимаем $4\pi D^2 F = \int Q_\gamma dE_\gamma$, как если бы поток гамма-излучения M87 был полностью адронного происхождения. Для спектрального индекса протонов от 2.1 до 2.5 мы получаем X_p от 0.23 до 0.53 и полную нетепловую энергию в протонах КЛ $E_{p,\text{non-th}} < (1-2) \cdot 10^{59}$ эрг.

4. Обсуждение и выводы. Результаты показывают, что для $\gamma > 10^4$, $X_e < (4-6) \cdot 10^{-3}$ в зависимости от спектрального индекса распределения релятивистских электронов. Подчеркнем, что значение, полученное в разделе 3.2, относится к популяции электронов, ответственной за гамма-излучение выше 100 МэВ. Как мы показали в разделе 3.2, эти электроны имеют $\gamma > 10^4$ и, вероятно, составляют только часть популяции нетепловых электронов. Оценка вклада всех нетепловых электронов, а не только высокоэнергетической части спектра, гораздо менее определенная. Во-первых, мы не знаем нижнего предела γ_{\min} , который может быть в диапазоне $10-10^2$ [12]. Во-вторых, спектральный индекс для популяции электронов, который может быть получен из радио наблюдений, довольно крутой, $\alpha_e \sim 3$ [12], но он может быть в основном характерен для областей активного синхротронного излучения. В реалистичном сценарии среда в пузырях неоднородна: большая часть объема заполнена слабым магнитным полем, а эмиссия в основном происходит в филаментах, где поле сильнее; электроны проводят большую часть своей жизни вне этих филаментов, и быстрое истощение популяции высокоэнергичных электронов внутри филаментов может привести к искажениям в спектре электронов, полученном из радионаблюдений [11].

Учитывая неопределенность в спектре электронов, мы рассчитали X_e для ряда комбинаций спек-

тральных параметров. Результаты приведены в таблице. Видно, что если спектр электронов самых низких энергий не слишком крутой и/или низкоэнергичный порог больше $g > 10^2$, то общая доля электронов $X_e \leq 0.2$.

Таблица 1. Значения X_e для различных комбинаций спектрального индекса и нижнего предела спектра электронов. $\gamma = 10^4$ соответствует минимальной энергии электронов, рассеивающих фоновые фотоны от ~ 1 эВ до ~ 100 МэВ

$\alpha_e \backslash \gamma_{\min}$	10^1	10^2	10^4
2.5	0.14	0.047	0.0045
3.0	1.5	0.20	0.0055

Если взять в качестве характерной оценку для поля в пузырях $B = 10$ мкГс [11, 12] и $X_e = 0.1$, то отношение энергий будет $U_e/U_B < 2.5$, что означает, что электроны могут быть близки к равномерному распределению. Однако, как обсуждалось выше, среднее значение напряженности поля может быть ниже, поскольку оценка $B = 10$ мкГс актуальна для филаментов, или X_e может быть выше. Тогда отношение U_e/U_B может достигать $\mathcal{O}(10)$, такое значение действительно предполагается для пузырей мощных галактик FR II [4].

Наши оценки можно сравнить с оценками из радионаблюдений, где полная энергия электронов оценивается с помощью предположения о равномерном распределении. Такая оценка доли электронов X_e также оказалась близка к $\mathcal{O}(0.1)$, причем точное значение зависит от предполагаемого γ_{\min} [12].

Оценить вклад протонов гораздо труднее, мы смогли ограничить его на несколько более высоком уровне, чем вклад электронов: $X_p < (0.2-0.5)$. Это несколько более слабое ограничение, чем полученное в работе [26], где общий вклад релятивистских частиц был ограничен на уровне менее 10%.

Дальнейший прогресс в этой области будет достигнут с появлением новых наблюдательных установок. Во-первых, наблюдения на будущих телескопах в диапазоне МэВ, таких как AMEGO-X [27] с угловым разрешением на уровне одного градуса, возможно, сильно ограничат вклад протяженной компоненты в наблюдаемый сигнал от M87, тем самым сильно ужесточив ограничения на ОК эмиссию от релятивистских электронов. Во-вторых, глубокие наблюдения на СТА в диапазоне энергий > 100 ГэВ и поиск протяженного компонента может дать ценные ограничения на адронное население пузырей.

Поддержано Минобрнауки РФ в рамках программы финансирования крупных научных проек-

тов национального проекта “Наука”, грант номер 075-15-2020-778. Анализ основан на данных и программном обеспечении, предоставленных Центром научной поддержки Ферми (FSSC). В данном исследовании использовались базы данных NASA ADS и *SkyView* NASA (<http://skyview.gsfc.nasa.gov>).

1. P. Alexander and J. P. Leahy, *MNRAS* **225**, 1 (1987).
2. M. J. Hardcastle, M. Birkinshaw, R. A. Cameron, D. E. Harris, L. W. Looney, and D. M. Worrall, *ApJ* **581**(2), 948 (2002).
3. J. Kataoka and L. Stawarz, *ApJ* **622**(2), 797 (2005).
4. J. H. Croston, M. J. Hardcastle, D. E. Harris, E. Belsole, M. Birkinshaw, and D. M. Worrall, *ApJ* **626**(2), 733 (2005).
5. L. Birzan, B. R. McNamara, P. E. J. Nulsen, C. L. Carilli, and M. W. Wise, *ApJ* **686**(2), 859 (2008).
6. A. A. Abdo, M. Ackermann, M. Ajello, et al. (Fermi collaboration), *Science* **328**(5979), 725 (2010).
7. R. Z. Yang, N. Sahakyan, E. de Ona Wilhelmi, F. Aharonian, and F. Rieger, *A&A* **542**, A19 (2012).
8. X. Sun, R. Yang, B. Mckinley, and F. Aharonian, *A&A* **595**, A29 (2016).
9. M. Ackermann, M. Ajello, L. Baldini et al. (Fermi collaboration), *ApJ* **826**(1), 1 (2016).
10. M. Persic and Y. Rephaeli, *MNRAS* **485**(2), 2001 (2019).
11. F. N. Owen, J. A. Eilek, and N. E. Kassim, *ApJ* **543**(2), 611 (2000).
12. F. de Gasperin, E. Orrú, M. Murgia et al. (LOFAR collaboration), *A&A* **547**, A56 (2012).
13. K. Matsushita, E. Belsole, A. Finoguenov, and H. Böhringer, *A&A* **386**, 77 (2002).
14. W. Forman, C. Jones, E. Churazov, M. Markevitch, P. Nulsen, A. Vikhlinin, M. Begelman, H. B. Ohinger, J. Eilek, S. Heinz, R. Kraft, F. Owen, and M. Pahre, *ApJ* **665**(2), 1057 (2007).
15. E. T. Million, N. Werner, A. Simionescu, S. W. Allen, P. E. J. Nulsen, A. C. Fabian, H. B. Ohinger, and J. S. Sanders, *MNRAS* **407**(4), 2046 (2010).
16. C. D. Dermer and Y. Rephaeli, *ApJ* **329**, 687 (1988).
17. M. Wood, R. Caputo, E. Charles, M. Di Mauro, J. Magill, J. S. Perkins (Fermi-LAT collaboration), in *35th International Cosmic Ray Conference (ICRC2017), International Cosmic Ray Conference, Proceedings of Science, Trieste (January 2017)*, v. 301, p. 824.
18. J. R. Mattox, D. L. Bertsch, J. Chiang et al. (Collaboration), *ApJ* **461**, 396 (1996).
19. S. Abdollahi, F. Acero, M. Ackermann et al. (Fermi collaboration), *ApJS* **247**(1), 33 (2020).
20. J. J. Condon, W. D. Cotton, E. W. Greisen, Q. F. Yin, R. A. Perley, G. B. Taylor, and J. J. Broderick, *AJ* **115**(5), 1693 (1998).
21. T. McGlynn, K. Scollick, and N. White, in *New Horizons from Multi-Wavelength Sky Surveys*, ed. by B. J. McLean, D. A. Golombek, J. J. E. Hayes, and H. E. Payne, Springer, Dordrecht (1998), v. 179, p. 465.
22. H. Andernach, J. R. Baker, A. von Kap-Herr, R. Wielebinski, *A&A* **74**(1), 93 (1979).
23. V. L. Ginzburg, *Theoretical physics and astrophysics. Supplementary chapters*, Nauka, Moscow (1981).
24. S. Kim, S.-C. Rey, H. Jerjen, T. Lisker, E.-C. Sung, Y. Lee, J. Chung, M. Pak, W. Yi, and W. Lee, *ApJS* **215**(2), 22 (2014).
25. G. B. Rybicki and A. P. Lightman, *Radiative Processes in Astrophysics*, Wiley-VCH, Weinheim (1986).
26. E. Churazov, W. Forman, A. Vikhlinin, S. Tremaine, O. Gerhard, and C. Jones, *MNRAS* **388**(3), 1062 (2008).
27. J. McEnery, A. van der Horst, A. Dominguez et al. (AMEGO collaboration), *Bull. Am. Astron. Soc.* **51**, 245 (2019).