Письма в ЖЭТФ, том 115, вып. 5, с. 281 – 286

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*

[×]*Пущинская радиоастрономическая обсерватория Астрокосмический центр Физического института Академии Наук, 142290 Пущино, 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 радиопузырях, 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 радиопузырей, 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.

[1)]e-mail: nizamov@physics.msu.ru

К сожалению, ограниченное угловое разрешение[2)] 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, $D = 18.6$ Mpc, тип FR I/FR II) [9]. Это излучение

[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 M87. 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 M87 и галактиками Cen A и For A 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 M87 для исследования физических свойств гало, особенно магнитных полей, была впервые предложена в работе [16]. Размер пузырей сравнительно мал, $l \sim 30$ кпк, на расстоянии M87 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].

[3)] http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/analysis/software/.

В качестве области интереса (ОИ) мы взяли круг радиусом 15° с центром в M87 ($\alpha_{J2000} = 187^\circ.706$, $\delta_{J2000} = 12^\circ.391$).

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 M87 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 M87 и пузырей описываются простой моделью, основанной на степенном законе. Значимость обнаружения гамма-сигнала от протяженного источника оценивалась с помощью статистики отношения правдоподобия:

$$TS = -2 \ln \frac{L_{\max,0}}{L_{\max,1}}, \tag{1}$$

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-

[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 протяженного 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 электронов[5)], 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

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

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

$$2.5 \cdot 10^2 \left(\frac{\nu_1}{By_1(\alpha_e)}\right)^{1/2} \le$$
$$\le E(\text{эВ}) \le 2.5 \cdot 10^2 \left(\frac{\nu_2}{By_2(\alpha_e)}\right)^{1/2}, \tag{3}$$

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]:

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

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:

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

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]

$$P_{\rm IC} = \frac{4}{3}\sigma_T c U_{\rm rad}\gamma^2\beta^2, \tag{6}$$

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:

$$P_{\rm tot} = \iint \frac{4}{3}\sigma_T c\gamma^2 \frac{L}{4\pi r^2 c} C_e(B) E^{-\alpha_e} dV dE = \\ = \frac{4}{3}\sigma_T \frac{C_e(B)}{(m_e c^2)^2} LR \int E^{2-\alpha_e} dE, \tag{7}$$

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/см^2 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 $\epsilon_{\rm th} \approx 3n_e kT$, 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

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

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

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

Подставляя уравнение (8), получим выражение для X_e:

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

где мы использовали уравнение (5) для $U_{\rm rad}$. Лоренц-фактор электронов, рассеивающих фотоны от ~ 1 эВ до ~ 100 МэВ, имеет порядок 10^4. Если использовать это значение как $\gamma_{\rm min}$, 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 $E_{th} = 4.7 \cdot 10^{59}$ 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

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

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: $E_\pi = \kappa_\pi E_{\rm kin}$, где $\kappa_\pi \approx 0.17$ – параметр неупругости. При таком упрощении темп производства пионов может быть записан как

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

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 $E_{p,\mathrm{non\text{-}th}} < (1-2) \cdot 10^{59}$ 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 $\gamma_{\min}$, 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 спектральных 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 $X_e \le 0.2$.

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

α_e \ $\gamma_{\min}$	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 равнораспределению. 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 равнораспределении. Такая оценка доли электронов X_e также оказалась близка к $\mathcal{O}(0.1)$, причем точное значение зависит от предполагаемого $\gamma_{\min}$ [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 CTA 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 проектов 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 использовалась 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 Ł. 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. Bîrzan, 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. Ohringer, 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. Ohringer, 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. Lightma, *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).