

УДК 539.1

ВОЗМОЖНОСТЬ УСКОРЕНИЯ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ В ЯДРАХ СЕЙФЕРТОВСКИХ ГАЛАКТИК

А. В. Урысон

Показано, что в ядрах сейфертовских галактик возможно ускорение космических частиц до энергий $E \geq 10^{20}$ эВ. Ускорение происходит на фронтах ударных волн, которые образуются в зоне широких эмиссионных линий в магнитном поле $B \sim 1$ Гс в результате движения плотных облаков со скоростями, превосходящими альфвеновскую скорость и скорость звука в межоблачном газе. Потери энергии частиц на синхротронное излучение малы. Взаимодействия с инфракрасными фотонами не влияют на выход ускоренных частиц из источников, если светимость галактики в инфракрасном диапазоне $L \leq 10^{43}$ эрг/с и угол между нормалью к галактической плоскости и лучом зрения достаточно мал. Угол наклона характеризуется отношением полуосей галактического диска b/a . Поэтому характерными признаками галактик-источников являются умеренная светимость в инфракрасном диапазоне и сравнительно большое отношение b/a .

Космические лучи с энергиями $(4 \cdot 10^{19} - 3 \cdot 10^{20})$ эВ были зарегистрированы на разных установках. Существование таких частиц ставит вопрос – где и каким образом происходит их ускорение до столь высоких энергий? Эта проблема широко обсуждается в литературе. В качестве возможных источников частиц были предложены пульсары [1], горячие пятна и коконы радиогалактик [2, 3], взаимодействующие галактики [4], квазары [5], лацертиды (одна из групп активных ядер) [6], гамма-всплески [7], аннигиляция космологических дефектов [8], распады массивных реликтовых частиц [9]. Мы

провели непосредственное отождествление источников в работах [10 – 12], предполагая, что космические частицы достаточно слабо отклоняются межгалактическими магнитными полями, а возможные источники удалены от нас не более, чем на 100 Mпк (при постоянной Хаббла $H = 75 \text{ км}/(\text{с} \cdot \text{Mпк})$). Возможными источниками оказались сейфертовские галактики с красными смещениями $z \leq 0.0092$, умеренно излучающие в радио и рентгеновском диапазонах. (Межгалактическое магнитное поле не должно превышать $B \leq 8.7 \cdot 10^{-10} \text{ Гс}$.) Вероятность того, что эти объекты случайно попали в поле поиска рассматривавшихся частиц, составила $P = (3.3 - 4.4)\sigma$, где σ – параметр Гауссова распределения. (Поле поиска определялось тройной ошибкой в направлении прихода частицы. Разброс величины P обусловлен использованием разных каталогов галактик [13, 14].) Вероятности случайного попадания в поле поиска пульсаров, лацертид, радиогалактик составили $P \approx (0.1 - 0.6)$. По теории вероятностей попадание этих объектов в поле поиска случайно и они, по-видимому, не являются источниками космических частиц. При рождении частиц в процессах аннигиляции космологических дефектов и в распадах реликтовых частиц любые объекты попадают в поле поиска случайно. В качестве возможных источников мы не рассматривали взаимодействующие галактики, т.к. ими является большинство нормальных галактик, а их число в десятки раз больше числа активных ядер. Поэтому вероятность случайного попадания нормальной галактики в поле поиска будет много больше, чем сейфертовской.

Если источники действительно находятся на расстояниях до $\sim 50 \text{ Mпк}$ от нас, то спектр космических лучей не имеет чернотельного обрезания, предсказанного в работах [15, 16]. В предыдущих статьях [17, 18] мы проанализировали измеренный спектр и показали, что он, по-видимому, не имеет чернотельного обрезания. Дополнительные аргументы в пользу такого отождествления приведены в нашей работе [19].

В литературе, посвященной происхождению космических лучей, ядра активных галактик не вызывают большого интереса по следующим причинам. Во-первых, предлагаемые механизмы ускорения обеспечивают максимальную энергию только $\sim 10^{16} \text{ эВ}$ [3]. Во-вторых, предполагалось, что если частицы и ускоряются до энергий $\sim 10^{20} \text{ эВ}$, то они не могут выйти из области ускорения, т.к. теряют энергию в фотопионных реакциях с инфракрасными фотонами [3, 4].

В настоящей работе рассмотрен механизм ускорения космических частиц до энергий $E \geq 10^{20} \text{ эВ}$ в ядрах сейфертовских галактик и показано, что ускоренные частицы могут покидать источники без значительных потерь энергии.

Ускорение частиц в ядрах сейфертовских галактик. Характерной особенностью

ядер сейфертовских галактик являются широкие эмиссионные линии, свидетельствующие о движении излучающего газа с большими скоростями [13, 20, 21]. Излучающий газ в ядрах состоит из отдельных облаков. Широкие разрешенные линии формируются во внутренней облачной зоне размером $R \sim (0.1 - 1) \text{ пк}$, узкие и запрещенные линии – во внешней зоне размером $\sim (10 - 100) \text{ пк}$. В центре облачных зон находится источник ионизирующего излучения. Температура облаков внутренней зоны равна $T_{cl} \approx (1 - 3) \cdot 10^4 \text{ К}$, средняя плотность газа в них составляет $n \approx (10^8 - 10^{10}) \text{ см}^{-3}$. Хаотические скорости облаков достигают $u_{cl} \approx 4 \cdot 10^4 \text{ км/с}$. Облака погружены в горячий разреженный газ, температура которого составляет $T \approx (10^7 - 10^8) \text{ К}$. Мы примем для оценок, что во внутренней зоне плотность межоблачного газа равна $n \approx (10^4 - 10^5) \text{ см}^{-3}$. Во внешней зоне облака движутся с меньшими скоростями $u_{cl} \sim 500 \text{ км/с}$, плотность газа в них $n \approx (10^3 - 10^7) \text{ см}^{-3}$.

Во внутренней зоне давление межоблачного газа, по-видимому, недостаточно, чтобы удержать облака от разрушения. Разрушению препятствует магнитное поле $B \sim 1 \text{ Гс}$, которое пронизывает внутреннюю зону. Возможно, что оно проникает и в облака [20].

В [22] было показано, что проникновение быстро движущегося газа в неподвижную намагниченную плазму приводит к образованию ударной волны. Облака в межоблачном газе движутся со скоростями до $u_{cl} \approx 4 \cdot 10^9 \text{ см/с}$ [21]. Скорость звука в межоблачном водороде, равная $u_0 = (\kappa RT)^{1/2}$, при $T \approx (10^7 - 10^8) \text{ К}$ составляет $u_0 \approx (2.4 - 7.6) \cdot 10^7 \text{ см/с}$. Здесь $\kappa = c_p/c_v = 1.41$ – отношение удельных теплоемкостей водорода при постоянном давлении и объеме, $R = 4125 \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К})$ – газовая постоянная [23]. Альфвеновские волны, параллельные магнитному полю, в межоблачном газе распространяются со скоростями $u_1 = B(4\pi\rho)^{-1/2}$ и $u_2 = u_0$; волны, перпендикулярные магнитному полю, имеют скорость $u_3 = (u_0^2 + B^2/4\pi\rho)^{1/2}$ [24], где ρ – плотность межоблачного газа. Плотность газа составляет $\rho = nm_p$ ($m_p \approx 1.7 \cdot 10^{-24} \text{ г}$ – масса протона), и в поле $B \approx 1 \text{ Гс}$ скорость альфвеновских волн равна $u_1 \approx 2.2 \cdot 10^9 \text{ см/с}$ при $n \approx 10^4 \text{ см}^{-3}$, $u_1 \approx 7 \cdot 10^8 \text{ см/с}$ при $n \approx 10^5 \text{ см}^{-3}$, $u_3 \approx u_1$. Движение облаков с большими скоростями $u > u_0$, $u \geq u_{1.2.3}$ вызывает ударные волны в межоблачном газе.

Ударные волны формируются в условиях, когда длина свободного пробега относительно кулоновских столкновений l намного превышает дебаевский радиус r_{De} и ларморовский радиус ионов r_i : $l \gg r_{De}$, $l \gg r_i$ [1]. Эти условия реализуются в межоблачном газе. Дебаевский радиус равен $r_{De} \approx 7(T/n)^{1/2}$, где T – температура газа в Кельвинах, n – концентрация протонов, и в межоблачном водороде с $T \approx 10^8 \text{ К}$, $n \approx 10^4$ и 10^5 см^{-3} составляет $r_{De} \approx 700$ и 70 см соответственно. Ларморовский радиус те-

пловых протонов равен $r_i = 143(W)^{1/2}/B$ [25], где кинетическая энергия протона W измеряется в эВ, магнитное поле B – в Гс. Кинетическая энергия протонов в газе с $T \approx 10^8$ К равна $W = kT/2 \approx 4.3 \cdot 10^4$ эВ ($k = 1.38 \cdot 10^{-16}$ эрг/град – постоянная Больцмана), и $r_i \approx 1.4 \cdot 10^4$ см. Длина свободного пробега относительно кулоновских столкновений равна [26] $l = (kT)^2/(\pi \Lambda n e^4)$ см, где Λ – кулоновский логарифм, $e = 4.8 \cdot 10^{-10}$ ед. СГСЭ – заряд электрона. При $T > 5 \cdot 10^6$ К кулоновский логарифм равен [27] $\Lambda = 25.3 - 1.14 \lg(n) + 2.3 \lg(kT)$ и в газе с $n = (10^4 - 10^5)$ см $^{-3}$, $T = (10^7 - 10^8)$ К он составляет $\Lambda \approx 30$. Отсюда длина свободного пробега равна $l \approx 4 \cdot 10^{15}$ см. Из этих оценок следует, что в межоблачном газе действительно существуют условия для формирования ударных волн. Толщина фронта ударной волны $L \sim r_i \sim 100$ м.

Ударные волны могут также возникать при столкновениях облаков. Частоту их столкновений ν оценим так: $\nu \sim n_{cl} u S$, где n_{cl} – концентрация облаков, S – площадь облака. В зоне широких линий размером $R \sim 1$ пк число облаков $N_{cl} \sim 10^{10}$ [20], и концентрация облаков составляет $n_{cl} \approx N_{cl}/R^3 \sim 10^{-44}$ см $^{-3}$. Их характерные размеры $r_{cl} \sim 10^{13} - 10^{14}$ см и при $u_{cl} \sim 10^4$ км/с частота столкновений облаков равна $\nu \sim 10^{-9}$ с $^{-1}$, т.е. одно столкновение в ~ 30 лет, если $r_{cl} \sim 10^{13}$ см. Если $r_{cl} \sim 10^{14}$ см, то $\nu \sim 10^{-7}$ с $^{-1}$, т.е. одно столкновение в ~ 100 дней. Из этих оценок следует, что столкновения облаков являются нередкими событиями.

Механизмы затухания ударных волн рассматривались в [28]. В основном ударные волны затухают из-за соударений между заряженными и нейтральными частицами и вследствие передачи энергии звуковым волнам. Скорость затухания в первом процессе пропорциональна плотности нейтрального водорода n_H , и поскольку межоблачный газ полностью ионизован, этот механизм затухания не играет роли. Второй механизм является существенным при условии, что температура газа $T < 3100(B/3 \text{ мкГс})^2(n_e/\text{см}^{-3})^{-1}$ К, где n_e – концентрация электронов. (В полностью ионизованном водороде $n_e = n$.) В межоблачном газе при $B \approx 1$ Гс и $n_e \approx 10^4, 10^5$ см $^{-3}$ это условие выполняется – $T < 3.1 \cdot 10^{10}$ К, $T < 3.1 \cdot 10^9$ К соответственно, и волны в нем затухают. Однако этот механизм не приводит к исчезновению волны и не уменьшает эффективность ускорения частиц на ее фронте [28].

Максимальная энергия, которую может приобрести частица, взаимодействуя с фронтом параллельной ударной волны, равна [3] $E_{max} \approx Ze\beta_s B R_s$ эрг, где Ze – заряд частицы, $\beta_s = u_s/c$ – скорость волны относительно скорости света $c = 3 \cdot 10^{10}$ см/с, R_s – размер волны. Поскольку скорость волны u_s больше скорости облаков, $u_s > 10^9$ см/с, то полагаем $\beta_s \approx 0.1$. Облака заполняют малую часть зоны широких линий: фактор запол-

нения $\eta \approx N_{cl} r_{cl} / R^3$ равен $\eta \approx 10^{-2}$, если $r_{cl} \sim 10^{14}$ см, и равен $\eta \approx 10^{-5}$ при $r_{cl} \sim 10^{13}$ см. Поэтому положим, что волна распространяется на расстояния $R_s \approx R \approx 10^{18}$ см. Тогда максимальная энергия, набираемая протоном, равна $E_{max} \approx 3 \cdot 10^{19}$ эВ. Время ускорения до энергии E равно [4] $t_a = r_p / (\beta_s^2 c)$. Здесь r_p – ларморовский радиус ускоряемого протона, равный $r_p = E / (300 B)$; он измеряется в см, энергия E – в эВ, поле B – в Гс. Отсюда получаем, что протон ускоряется до энергии E_{max} за время $t_a \approx 10$ лет.

Приведенное выше ограничение на величину максимальной энергии получено, исходя из того, что частица набирает энергию, пересекая фронт ударной волны до тех пор, пока не будет снесена потоком и поэтому не сможет вернуться к фронту. Поскольку зона широких линий пронизана ударными волнами, можно предположить, что частицы будут ускоряться, взаимодействуя с фронтами разных ударных волн. В этом случае максимальная энергия может быть больше, а время ускорения до этой энергии – меньше.

При ускорении частиц на фронтах косых или почти перпендикулярных волн максимальная энергия и скорость ее набора более чем в ~ 100 раз выше, чем на фронтах параллельных волн [29], т.е. $E_{max} \approx 10^{21}$ эВ, $t_a \approx 30$ дней.

Следовательно, частицы могут ускоряться до энергий 10^{21} эВ в зоне широких линий на фронтах ударных волн. В зоне широких линий существуют и другие механизмы ускорения, но они менее эффективны.

Частицы могут ускоряться при сближениях намагниченных облаков. Частица, захваченная между облаками, ускоряется под действием механизма Ферми первого порядка до тех пор, пока ее ларморовский радиус $r_p < r_{cl}$, или $E/300 < 10^{14}$ см, т.е. до энергии $E_{max} < 3 \cdot 10^{16}$ эВ. (Такой механизм ускорения рассматривался в [30] применительно к частицам, захваченным в область между намагниченными гало взаимодействующих галактик.)

Если облако ионизовано хотя бы частично, то, двигаясь в магнитном поле, оно индуцирует электрическое поле с разностью потенциалов $V \leq 10^{-8} u r_{cl} B$ эВ [4]. Максимальная энергия, приобретаемая в этом поле протоном, не превышает $E_{max} \leq 10^{16}$ эВ.

Из приведенных оценок следует, что в этих процессах частицы не могут набрать энергию, большую чем $E_{max} \approx 10^{16}$ эВ.

Выход частиц из источников. В магнитном поле в зоне широких линий частица теряет энергию на синхротронное излучение. Частица покидает область ускорения, когда ее ларморовский радиус r_p достигает размера области R , $r_p \sim R$, т.е. когда ее энергия, равная $E \approx 300 BR$, достигнет величины $E \approx 3 \cdot 10^{20}$ эВ. Время, за которое частица теряет половину энергии E в магнитном поле B в процессе синхротронного излучения,

равно [31] $t_s = 3.2 \cdot 10^{18} / (2/3B^2)(m_p c^2/E) \approx 1.5 \cdot 10^7 \text{ с} \approx 0.5 \text{ года}$, а время ускорения до энергии $E \approx 3 \cdot 10^{20} \text{ эВ}$ составляет $t_a < 30 \text{ дней}$. Таким образом, частица набирает энергию $E \approx 3 \cdot 10^{20} \text{ эВ}$, достаточную для того, чтобы покинуть зону ускорения, за время $t_a \ll t_s$. Поэтому синхротронные потери в зоне широких линий несущественны.

Выходу ускоренных частиц из источников препятствуют инфракрасные фотоны – их плотность может быть настолько велика, что частицы потеряют значительную долю энергии в фотоядерных реакциях в источнике.

Оптическая толщина зоны широких линий равна $\tau = x n_{ir} \sigma_{p\gamma}$, где x – расстояние, которое проходит в зоне протон, пока не покинет ее; n_{ir} – плотность инфракрасных фотонов в зоне; $\sigma_{p\gamma}$ – сечение фотон-протонных взаимодействий. Для оценок мы примем $\sigma_{p\gamma} \approx 0.1 \text{ мбарн}$ [3]. За время ускорения $t_a \approx 10^6 \text{ с}$ протон проходит расстояние $s \approx ct_a \approx 3 \cdot 10^{14} \text{ см}$, и поскольку $s \ll R$, то $x \approx R$. Плотность инфракрасных фотонов n_{ir} оценим так. Из источника в единицу времени через единицу площади поверхности уходит $n_{ir}c$ фотонов, через всю поверхность – $4\pi R^2 n_{ir}c$ фотонов. Они уносят энергию $L = \langle \epsilon \rangle 4\pi R^2 n_{ir}c$, где $\langle \epsilon \rangle$ – средняя энергия фотонов. Отсюда $n_{ir} = L / (\langle \epsilon \rangle 4\pi R^2 c)$, толщина $\tau = \sigma_{p\gamma} L / (4\pi c R \langle \epsilon \rangle)$ и составляет $\tau \approx 8.8 \cdot 10^{-59} L / \langle \epsilon \rangle$, где энергия ϵ измеряется в эрг, светимость L – в эрг/с. Поэтому зона широких линий прозрачна для ускоренных протонов – $\tau < 1$, если $L / \langle \epsilon \rangle < 10^{58}$. Жесткую оценку инфракрасной светимости галактик, имеющих прозрачную для протонов область ускорения, можно получить, предположив, что основная часть светимости генерируется в зоне широких линий и $\epsilon \approx 2 \cdot 10^{-14} \text{ эВ}$: $L \leq 10^{43} \text{ эрг/с}$. Следовательно, ускоренные протоны свободно покидают область ускорения, если галактика обладает умеренной светимостью в инфракрасном диапазоне.

Зону узких эмиссионных линий окружает геометрически и оптически толстый пылевой тор, излучающий инфракрасные фотоны [32]. Ускоренный протон не попадет в тор, если он летит под таким углом i к нормали к галактической плоскости, что $\text{tg } i < a/h$, где a – внутренний радиус тора, h – его толщина. Иными словами, потери энергии в торе зависят от угла i , под которым плоскость галактики наклонена к лучу зрения: они максимальны, если галактика видна "с ребра" ($i = 90^\circ$) и полностью отсутствуют, если ее плоскость развернута к нам "плашмя" ($i = 0^\circ$). Угол i характеризуется отношением галактических полуосей $b/a : \cos(i) = b/a$, при $b/a = 0.6$ $i = 55^\circ$ [33]. Ускоренный протон покинет газовую оболочку ядра без больших потерь энергии, если галактическая плоскость развернута к нам под сравнительно малыми углами i .

Следовательно, характерными признаками галактик, которые свободно покидают

протоны, являются умеренная светимость в инфракрасном диапазоне и сравнительно небольшой угол между нормалью к галактической плоскости и лучом зрения.

Галактический газ состоит в основном из водорода. Сечение взаимодействия протона с атомами H эквивалентно сечению pp -взаимодействия. Это сечение логарифмически увеличивается с энергией и при $e \approx 10^{21}$ эВ может составлять $\sigma_{pp} \approx 200$ мбарн, если следовать аппроксимациям сечения, приведенным в [34]. Пробег взаимодействия протона равен $\lambda = (n\sigma_{pp})^{-1}$, где n – концентрация протонов, и составляет в облаках $\lambda \approx 1$ кк, т.е. λ намного больше размеров облака. В межоблачном газе пробег равен $\lambda \approx 1.7$ ккк, т.е. λ намного больше размеров области ускорения, $\lambda \gg R$. В галактике средняя концентрация протонов по литературным данным равна $n \approx 10$ см⁻³ [35], и пробег протона составляет $\lambda \approx 150$ ккк, что значительно превышает размеры диска $D \approx 40$ ккк. Поэтому потери энергии во взаимодействиях с галактическим газом практически отсутствуют.

Обсуждение. В настоящей работе показано, что в ядрах сейфертовских галактик протоны могут ускоряться до энергий $E \approx 10^{21}$ эВ и покидать область ускорения без заметных потерь энергии. Противоположные выводы были сделаны в работе [3]. В ней так же, как и у нас, предполагалось, что ускорение частиц происходит на фронтах ударных волн. Величина магнитного поля была найдена из условия равнораспределения между плотностью энергии излучения и плотностью энергии магнитного поля. Исходя из этого, в [3] было получено, что частицы могут набрать достаточно большую энергию $E > 10^{19}$ эВ только в ядрах со светимостью $L \geq 10^{44} - 10^{46}$ эрг/с. Кроме того, предполагалось, что частицы ускоряются в центральной области ядра вблизи черной дыры. В результате оказалось, что протоны не могут выйти из области ускорения вследствие фотоионных и синхротронных потерь. Зону широких линий протоны могут покидать без больших потерь, если $L < 10^{46}$ эрг/с. Мы принимали, что магнитное поле в зоне широких линий $B \approx 1$ Гс, следуя работе [20], а ускорение происходит в зоне широких линий. Полученное нами ограничение на светимость галактик, в которых протоны покидают область ускорения без энергетических потерь, $L \leq 10^{43}$ эрг/с, не противоречит приведенной выше оценке [3].

Механизм ускорения частиц до энергий $E \approx 10^{20}$ эВ в нормальных галактиках был предложен в [4, 30]. Большинство нормальных галактик являются взаимодействующими. Частицы, захваченные в область между гало взаимодействующих галактик, испытывают ускорение Ферми первого порядка. Частица набирает энергию $E > 10^{19}$ эВ, если скорость галактик составляет 100 – 500 км/с (либо скорость галактического ве-

тра 500 – 1000 км/с), а магнитные поля в результате взаимодействия достигают 10 – 15 мкГс на масштабах 10 – 100 кпк. В настоящее время затруднительно отбирать по данным наблюдения нормальные галактики, в которых реализуются эти условия, и оценивать, случайно или неслучайно они попадают в поле поиска ливней. Сейфертовские галактики с $z < 0.01$ были отождествлены нами в качестве основных источников космических лучей именно на основе вероятностных оценок.

Заключение. Механизм ускорения космических лучей до энергий $E \geq 10^{20}$ эВ в сейфертовских галактиках состоит в следующем. В зоне широких эмиссионных линий существует магнитное поле $B \approx 1$ Гс [20]. Бурное движение плотных облаков ($n \approx (10^7 - 10^8) \text{ см}^{-3}$) со скоростями $u_{cl} \approx (1 - 4) \cdot 10^9 \text{ см/с}$, превышающими скорость звука $u_0 \approx 10^7 \text{ см/с}$ и скорость альфвеновских волн $u_{1,2,3} \approx 10^9 \text{ см/с}$ в межоблачном газе, $u_{cl} > u_0$, $u_{cl} > u_{1,2,3}$, вызывает в нем ударные волны, на фронтах которых ускоряются частицы. Время ускорения $t_a < 30$ дней меньше времени t_s , в течение которого частица теряет половину энергии на синхротронные потери, $t_s \approx 0.5$ года, $t_a \ll t_s$. Поэтому эти потери энергии не играют роли. Потери энергии во взаимодействиях с инфракрасными фотонами незначительны, если светимость галактик в инфракрасном диапазоне $L \leq 10^{43} \text{ эрг/с}$. Эта оценка получена в предположении, что основную часть светимости составляет инфракрасное излучение зоны широких линий, и поэтому является жесткой. Возможно, что ускоренная частица может покинуть зону широких линий, если $L \leq 10^{46} \text{ эрг/с}$, как было получено в [3]. Оптически толстый пылевой тор не препятствует выходу частиц из области ускорения, если галактическая плоскость наклонена к нам так, что угол i между лучом зрения и нормалью к плоскости достаточно мал. (Этот угол характеризуется отношением полуосей галактического диска $b/a : \cos(i) = b/a$.)

В наших работах [10 – 12] источники космических лучей были отождествлены с галактиками, слабо излучающими в радио и рентгеновском диапазонах¹. По-видимому, характерными признаками сейфертовских галактик – источников космических лучей с $E > 10^{19}$ эВ – являются также умеренная инфракрасная светимость и сравнительно большое отношение осей галактического диска b/a .

Я признательна В. Н. Лазаревой за обсуждения характеристик сейфертовских галактик.

¹В списке галактик [12] допущены опечатки. В табл. 2 в столбце 5 в строке 2 должно быть: 0124 + 189, в строке 8: 1129 + 533, в строке 18: 1327 + 475, в строке 25: 2341 + 096.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Березинский В. С., Буланов С. В., Гинзбург В. Л. и др., под ред. В. Л. Гинзбурга. *Астрофизика космических лучей*. М., Наука, 1990.
- [2] Rachen J., Stanev T., and Biermann P. A & Ap., **273**, 377 (1993).
- [3] Norman C. A., Melrose D. B., and Achterberg A. et al., *Ap. J.*, **454**, 60 (1995).
- [4] Cesarsky C. J. *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **28b**, 51 (1992).
- [5] Farrar G. R. and Biermann P. L. *Phys. Rev. Lett.*, **81**, 3579 (1998).
- [6] Кардашев Н. С., Комберг Б. В. Частное сообщение, 1998.
- [7] Totani T. *Ap. J.*, **502**, L13 (1998).
- [8] Berezhinsky V. and Vilenkin A. *Phys. Rev. Lett.*, **79**, 5202 (1997).
- [9] Berezhinsky V., Kachelrieв M., and Vilenkin A. *Phys. Rev. Lett.*, **79**, 4302 (1997).
- [10] Урысон А. В. Письма в ЖЭТФ, **64**, 71 (1996).
- [11] Урысон А. В. Известия АН, сер. физ., **63**, 624 (1999).
- [12] Урысон А. В. ЖЭТФ, **116**, 1 (1999).
- [13] Липовецкий В. А., Неизвестный С. Н., Неизвестная О. М. Сообщения САО, 1987, вып. 55.
- [14] Veron-Cetty M. P. and Veron P. *ESO Scientific report.*, N 13, 1993.
- [15] Зацепин Г. Т., Кузьмин В. А. Письма в ЖЭТФ, **4**, 114 (1996).
- [16] Greisen K. *Phys. Rev. Lett.*, **16**, 748 (1996).
- [17] Урысон А. В. Письма в ЖЭТФ, **65**, 729 (1997).
- [18] Урысон А. В. ЖЭТФ, **113**, вып. 1, 12 (1998).
- [19] Урысон А. В. ЖЭТФ, **113**, вып. 2, 385 (1998).
- [20] Rees M. J. *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, **228**, 47p (1987).
- [21] Wilson A. S. Preprint N 1091. Space Telescope Sci. Institute, 1996.
- [22] Пикельнер С. Б. Основы космической электродинамики. М., Наука, 1966.
- [23] Kuhlning H. *Physik. Leipzig*, 1980. (Русский пер. "Мир", 1982.)
- [24] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М., 1959.
- [25] Арцимович Л. А. Элементарная физика плазмы. М., Атомиздат, 1966.
- [26] Трубников Б. А. Столкновения частиц в полностью ионизованной плазме. В сб. ВТП, вып. 1., М., 1963, с. 98.
- [27] Брагинский С. И. Явления переноса в плазме. В сб. ВТП, вып. 1, М., 1963, с. 183.

- [28] Bell R. A. Mon. Not. R. Astr. Soc., **182**, 147 (1978).
- [29] Jokipii J. R. Ap. J., **313**, 842 (1987).
- [30] Cesarsky C. and Ptuskin V. 23rd ICRC, Calgary, **2**, 341 (1993).
- [31] Гинзбург В. Л. Теоретическая физика и астрофизика. М., Наука, 1987.
- [32] Pier E. A. and Krolik J. H. Ap. J., **418**, 673 (1993).
- [33] Simcoe R., McLeod K. K., Schachter J., et al. Ap. J., **489**, 615 (1997).
- [34] Review of Particle Physics. Phys. Rev., **D54**, N 1, 1 (1996).
- [35] Засов А. В. Частное сообщение, 1998.

Поступила в редакцию 22 марта 2000 г.