

УДК 539.1

СЕЙФЕРТОВСКИЕ ГАЛАКТИКИ – ВОЗМОЖНЫЕ ИСТОЧНИКИ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

А. В. Урысон

Предложена модель ускорения частиц до энергий $E \approx 10^{21}$ эВ в ядрах сейфертовских галактик. Ускорение происходит в горячих пятнах релятивистских джетов, затухающих в плотном звездном керне на расстоянии 1–3 пк от центра. Максимальная энергия и химический состав ускоренных частиц зависят от величины магнитного поля в джете. При величине поля $B \sim (5 - 40)$ Гс ядра с $Z \geq 10$ приобретают энергию $E \geq 2 \cdot 10^{20}$ эВ, более легкие ядра ускоряются до $E \leq 10^{20}$ эВ. В поле $B \sim 100$ Гс частицы с $Z > 2$ ускоряются до энергий $E \geq 10^{20}$ эВ. В поле $B \sim 1000$ Гс только частицы с $Z \geq 23$ набирают энергию $E \geq 10^{20}$ эВ. Самую большую энергию приобретают ядра Fe – $E \approx 8 \cdot 10^{20}$ эВ, если величина поля в джете $B \approx 16$ Гс. Протоны ускоряются до $E < 4 \cdot 10^{19}$ эВ и не попадают в интересующую нас область энергий при любой величине поля B . Если данная модель верна, то регистрируемые протоны являются фрагментами ядер, либо ускоряются в других источниках (возможно, в лацертидах). Магнитные поля в джетах можно оценивать, используя энергетический спектр и химический состав космических лучей.

Космические лучи (КЛ) с энергиями $(4 \cdot 10^{19} - 3 \cdot 10^{20})$ эВ были зарегистрированы на разных установках [1]. Существование таких частиц ставит вопрос – где и каким образом происходит их ускорение до столь высоких энергий. В качестве возможных источников частиц были предложены коконы радиогалактик [2], аннигиляция космологических дефектов [3], квазары [4], гамма-всплески [5], распады массивных реликтовых частиц

[6], взаимодействия предсказываемых в квантовой хромодинамике H -дибарионов с атмосферой Земли [7]. Мы провели непосредственное отождествление источников в работе [8] (см. также [9, 10]), предполагая, что космические частицы достаточно слабо отклоняются в межгалактических и галактических магнитных полях, а возможные источники удалены от нас не более, чем на 100 Мпк (при постоянной Хаббла $H = 75 \text{ км/с Мпк}$). Оказалось, что вероятными источниками являются активные ядра галактик, а именно: сейфертовские галактики с умеренными светимостями и потоками в рентгеновском и радио диапазонах, а также лацертиды. (В нашей работе [10] лацертиды не были отождествлены как возможные источники КЛ сверхвысоких энергий, т.к. поиск источников проводился по каталогу [11], в котором было представлено лишь 55 лацертид со склонениями $\delta > -10^\circ$. В работе [8] использовался каталог [12], в котором статистика лацертид при $\delta > -10^\circ$ увеличилась почти в 3 раза (159) по сравнению с каталогом [11]. Этим объясняется различие в результатах.)

Возможность очень сильного ускорения частиц в активных ядрах была найдена в работе [13]: вблизи сверхмассивной черной дыры заряженные частицы ускоряются электрическим полем аккреционного диска до энергии $E \sim Z \cdot 10^{27} \text{ эВ}$ при условии низкой плотности плазмы (вакуумного приближения) в области ускорения. (Если плотность плазмы недостаточно низка, то ее объемный заряд полностью компенсирует электрическое поле диска, и ускорения частиц не произойдет.) Ускоренные частицы теряют энергию на изгибное излучение, вследствие чего их энергия уменьшается до 10^{21} эВ – величины, достаточной для объяснения максимальной энергии $3 \cdot 10^{20} \text{ эВ}$, наблюдавшейся в КЛ [14]. Частицы инжектируются вдоль оси вращения черной дыры. Если магнитосфера черной дыры такова, что магнитные силовые линии вблизи полюсов не искривляются, то в КЛ могут присутствовать частицы с энергией $\sim Z \cdot 10^{27} \text{ эВ}$. (Условия, при которых энергетические потери частиц в активных ядрах вблизи черной дыры настолько велики, что заведомо исключают инжекцию КЛ с $E \geq 10^{20} \text{ эВ}$, рассматривались в [2].)

В модели [13] ускорение частиц происходит в активных ядрах, имеющих мощные джеты. Среди активных ядер – возможных источников КЛ – такие джеты имеют лацертиды. В сейфертовских галактиках с умеренной светимостью джеты, как правило, не видны. В настоящей работе рассмотрен механизм ускорения КЛ 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 КЛ в сейфертовских ядрах. Рассматривая ускорение КЛ в умеренных

сейфертовских ядрах, мы воспользовались теорией активных галактических ядер [15, 16], в которой показано, что в большинстве сейфертовских галактик вблизи массивной черной дыры образуются релятивистские джеты, но они разрушаются (значительно – на 90% – поглощаются) на расстоянии 1 – 3 пк внутри массивного звездного ядра. Параметры джета таковы: поперечное сечение в ядре $S = 3 \cdot 10^{31} \text{ см}^2$, релятивистский фактор $\gamma = 10$.

Мы предположили, что ускорение частиц происходит на фронте ударной волны в горячем пятне джета, имеющего приведенные выше параметры. Ударная волна является бесстолкновительной, если длина свободного пробега относительно кулоновских столкновений λ намного превышает дебаевский радиус r_{De} и ларморовский радиус ионов r_i : $\lambda \gg r_{De}$, $\lambda \gg r_i$ [17]. Эти условия реализуются в межоблачном водороде в зоне торможения джета. Дебаевский радиус равен $r_{De} \approx 7(T/n)^{1/2}$, где T – температура газа в K , n – концентрация протонов. Температура межоблачного водорода в зоне торможения джета составляет $T \approx 10^8 K$, концентрация протонов $n \approx 10^4, 10^5 \text{ см}^{-3}$ [18, 19], и $r_{De} \approx 700, 70 \text{ см}$ соответственно. Ларморовский радиус тепловых протонов равен $r_i = 143(W)^{1/2}/B$ [20], где кинетическая энергия протона W измеряется в эВ, магнитное поле B – в Гс. Магнитное поле в зоне торможения джета составляет $B \sim 1 \text{ Гс}$ [19]. Кинетическая энергия протонов в газе с $T \approx 10^8 K$ равна $W = kT/2 \approx 4.3 \cdot 10^4 \text{ эВ}$ (k – постоянная Больцмана), и $r_i \approx 3 \cdot 10^4 \text{ см}$. Длина свободного пробега равна [21] $\lambda = (kT)^2/(\pi \Lambda n e^4) \text{ см}$, где Λ – кулоновский логарифм, $e = 4.8 \cdot 10^{-10}$ ед. СГСЭ – заряд электрона. При $T > 5 \cdot 10^6 K$ кулоновский логарифм равен [22] $\Lambda = 25.3 - 1.14 \lg(n) + 2.3 \lg(kT)$, и в газе с $n = (10^4 - 10^5) \text{ см}^{-3}$, $T = (10^7 - 10^8) K$ он составляет $\Lambda \approx 30$. Отсюда длина свободного пробега равна $\lambda \approx 4 \cdot 10^{15} \text{ см}$. Частицы ускоряются, рассеиваясь на неоднородностях магнитного поля, вызванных турбулентностью, до энергии

$$E_j \approx Ze\beta_j B_j R_j \text{ эрг}, \quad (1)$$

где Ze – заряд частицы, β_j – отношение скорости джета к скорости света, B_j – магнитное поле в горячем пятне, R_j – его поперечный размер [2]. При значениях параметров джета, приведенных выше, скорость и поперечный размер джета равны $\beta_j \approx 0.99$, $R_j \approx 6 \cdot 10^{15} \text{ см}$, и максимальная энергия частицы составляет

$$E_j \approx 1.9 \cdot 10^{18} Z B_j \text{ эВ}. \quad (2)$$

В магнитном поле горячего пятна одновременно с ускорением частица теряет энергию на синхротронное излучение. Из условия равенства скорости набора и скорости

потерь энергии в [2] было получено, что энергия не превышает величины

$$E_s \approx (Mc^2 Ze\beta_j B_j c t_s)^{1/2} \text{ эрг}, \quad (3)$$

где M – масса частицы, c – скорость света, величина t_s равна [23]:

$$t_s = (1.58 \cdot 10^{-15})^{-1} B^{-2} (A/Z)^3 Z^{-1} (m_p/m_e)^2 (m_p c^2)^{-1}, \quad (4)$$

где A – массовое число частицы, m_e, m_p – массы электрона и протона. У ядер $A/Z \approx 2$, и их максимальная энергия равна

$$E_{sA} \approx 6.6 \cdot 10^{20} (Z/B_j)^{1/2} \text{ эВ}. \quad (5)$$

Максимальная энергия протонов составляет

$$E_{sp} \approx 1.65 \cdot 10^{20} B_j^{-1/2} \text{ эВ}. \quad (6)$$

В полностью хаотическом магнитном поле [23] энергия и протонов, и ядер возрастает в 1.2 раза.

Итак, вследствие потерь при движении в магнитном поле энергия E_j частицы, ускоренной в этом же поле, не превышает величины E_s , $E_j \leq E_s$. Из условия $E_j = E_s$ находим величину поля B_{CR} , в котором частицы с разными порядковыми номерами Z набирают максимальную энергию:

$$B_{CR} = (3.5 \cdot 10^2)^{2/3} Z^{-1/3}. \quad (7)$$

В поле $B < B_{CR}$ максимальная энергия частицы равна $E = E_j$, в поле $B > B_{CR}$ энергия $E = E_s$. Величина поля, замороженного в джет, в настоящее время неизвестна. Если поле принимает значения $B \sim (5 - 40) \text{ Гс}$, то ядра с $Z \geq 10$ приобретают энергию $E \geq 2 \cdot 10^{20} \text{ эВ}$, более легкие ядра ускоряются лишь до $E \leq 10^{20} \text{ эВ}$: для протонов $B_p \approx 19.6 \text{ Гс}$ и $E_{max} \approx 3.7 \cdot 10^{19} \text{ эВ}$, для ядер He $B_{\text{He}} \approx 39.5 \text{ Гс}$ и $E_{max \text{ He}} \approx 1.5 \cdot 10^{20} \text{ эВ}$, для ядер Fe $B_{\text{Fe}} \approx 16 \text{ Гс}$ и $E_{max \text{ Fe}} \approx 8 \cdot 10^{20} \text{ эВ}$. В поле $B \sim 100 \text{ Гс}$ частицы с $Z > 2$ ускоряются до энергий $E \geq 10^{20} \text{ эВ}$. В поле $B \sim 1000 \text{ Гс}$ только тяжелые частицы с $Z \geq 23$ наберут энергию $E \geq 10^{20} \text{ эВ}$.

Итак, протоны ускоряются до $E < 4 \cdot 10^{19} \text{ эВ}$, и не попадают в интересующую нас область энергий при любых значениях B . Тяжелые ядра ($Z \geq 26$) могут иметь энергию вплоть до 10^{21} эВ . Поэтому, если данная модель верна, то, во-первых, протоны с энергией $E > 4 \cdot 10^{19} \text{ эВ}$, регистрируемые в КЛ, не были ускорены в сейфертовских ядрах.

Они являются фрагментами ядер, либо были ускорены в других источниках (возможно, в лацертидах). Во-вторых, магнитные поля в джетах можно оценивать, используя энергетический спектр и химический состав КЛ.

Выход частиц из источников. Ускоренные частицы, покинувшие горячее пятно, не взаимодействуют с головной волной, возбуждаемой джетом в потоке горячего газа, т.к. волна распространяется медленнее джета вследствие того, что плотность газа меньше плотности джета [24]. Частицы теряют энергию в фотопийонных реакциях с инфракрасными фотонами и в процессах синхротронного и изгибного излучения.

В галактиках центральная область 10 – 100 пк окружена геометрически и оптически толстым пылевым тором, излучающим инфракрасные фотоны [25]. В зоне внутри тора инфракрасное излучение поглощается и перерассеивается облаками. Фотопийонные потери в этом излучении малы, если светимость галактики $L < 10^{46}$ эрг/с [2]. Именно с такими сейфертовскими галактиками были отождествлены источники КЛ. Ускоренная частица не попадает в тор, если она летит под таким углом i к нормали к галактической плоскости, что $\text{tgi} < l/h$, где l – внутренний радиус тора, h – его толщина, т.е. галактическая плоскость развернута к нам под сравнительно малыми углами. Угол i характеризуется отношением галактических полуосей e_1/e_2 [26]: $\cos(i) = e_2/e_1$, при $e_2/e_1 = 0.6$ $i = 55^\circ$, поэтому у галактик-источников должно быть сравнительно большое отношение e_2/e_1 (при условии, что ориентация тора коррелирует с ориентацией галактической плоскости).

Синхротронные потери в потоке газа незначительны, т.к. поле в нем направлено (как и в джете) преимущественно по направлению движения. Изгибные потери частицы с зарядом Z равны [27]:

$$-dE/dt = 2/3(Ze)^2 c(E/Mc^2)^4 \rho^{-2}, \quad (8)$$

где ρ – радиус кривизны силовой линии. Отсюда энергия частицы уменьшается вдвое за время (в секундах)

$$T_{\text{curv}} = 7/2(Mc^2)^8 E^{-3} (Ze)^{-2} \rho^2/c. \quad (9)$$

Частица распространяется вдоль силовой линии на расстояние R_{line} . Это расстояние находим так. Ускоренная частица свободно покидает галактику, достигнув областей, где поле уменьшится настолько, что ларморовский радиус частицы станет примерно $r_L \leq 5 \text{ кпк}$ [28]. (Здесь принято, что характерные размеры спиральных галактик, к которым принадлежит большинство сейфертовских, такие же как у нашей Галактики.)

Для ультрарелятивистских частиц ларморовский радиус равен [17] $r_L \approx E/(300ZB)$ (энергия E измеряется в эВ, поле B – в Гс, r_L – в см), и для частиц с разными Z и энергией $E = E_{max}$ условие $r_L \geq 5$ нкк выполняется в поле $B \leq 10^{-5}$ Гс. Приняв, что магнитное поле уменьшается с расстоянием как $B \sim R^{-3}$ [29], а на расстоянии $R \sim 1$ нк поле $B \sim 1$ Гс [20], получаем $R_{line} \approx 46$ нк. Частицы с энергией E_{max} проходят это расстояние за время

$$t \approx R_{line}/c \approx 4.6 \cdot 10^9 \text{ секунд.} \quad (10)$$

Изгибные потери будут малы, если, двигаясь вдоль силовых линий, частица потеряет не больше половины своей энергии E_{max} :

$$T_{curv} > t. \quad (11)$$

В магнитном поле диполя радиус кривизны силовых линий равен $\rho = 4R^2/3a$, где R , a – расстояния от центра и от оси диполя [13]. Отсюда и из (9 – 11) оцениваем максимальное отклонение от оси джета частиц с $E = E_{max}$, прошедших расстояние $R \approx 46$ нк с малыми изгибными потерями: у протонов $a_p \approx 0.01$ нк, у ядер He $a_{He} \approx 0.03$ нк, у ядер Fe $a_{Fe} \approx 0.04$ нк.

Распространение частиц в межгалактическом пространстве мы рассматривали в [30].

Предложенная модель ускорения КЛ до энергий 10^{21} эВ в горячих пятнах сейфертовских галактик основана на результатах исследования активных ядер [16, 17]. Незвестным параметром модели является величина магнитного поля в джете. Мы предполагали, что поле может принимать значения в широком диапазоне $B \sim (5 - 1000)$ Гс. Максимальная энергия в модели зависит от величины поля и пропорциональна заряду частицы Ze . Самую большую энергию приобретают ядра Fe – $E \approx 8 \cdot 10^{20}$ эВ, если величина поля в джете $B \approx 16$ Гс. При величине поля $B \sim (5 - 40)$ Гс ядра с $Z \geq 10$ приобретают энергию $E \geq 2 \cdot 10^{20}$ эВ, более легкие ядра ускоряются до $E \leq 10^{20}$ эВ. В поле $B \sim 100$ Гс частицы с $Z > 2$ ускоряются до энергий $E \geq 10^{20}$ эВ. В поле $B \sim 1000$ Гс только частицы с $Z \geq 23$ набирают энергию $E \geq 10^{20}$ эВ. Протоны ускоряются до $E < 4 \cdot 10^{19}$ эВ, и не попадают в интересующую нас область энергий при любых значениях B .

Ускоренные частицы покидают галактику-источник без энергетических потерь при следующих условиях. Во-первых, они не теряют энергию в фотопионных реакциях, если светимость галактики $L < 10^{46}$ эрг/с [2]. В наших предыдущих работах источники КЛ

были отождествлены именно с такими галактиками. Кроме того, у галактик-источников угол между нормалью к галактической плоскости и лучом зрения достаточно мал, т.е. отношение полуосей галактического диска сравнительно велико (если ориентация тора коррелирует с ориентацией галактической плоскости). Во-вторых, частицы не теряют энергию на изгибное излучение, если их отклонение от оси джета не превышает $a \leq 0.03 - 0.04 \text{ пк}$ на расстоянии $R \sim 40 - 50 \text{ пк}$. Синхротронные потери малы, если магнитное поле, вмороженное в галактический ветер при $R \leq 40 - 50 \text{ пк}$, направлено (как и в джете) преимущественно по направлению движения.

Если данная модель верна, то регистрируемые протоны с энергией $E > 4 \cdot 10^{19} \text{ эВ}$ являются фрагментами ядер, либо были ускорены в других источниках (возможно, в лацертидах). Кроме того магнитные поля в джетах можно оценивать, используя энергетический спектр и химический состав КЛ. Измерения спектра и состава КЛ будут проводиться в исследованиях на установке AGASA, на будущих гигантских установках Pierre Auger [31], ШАЛ-1000 [32] и на спутниках [33]. Возможно, что КЛ сверхвысоких энергий станут инструментом для исследования джетов и аккреционных дисков сейфертовских галактик.

Я признательна Н. С. Кардашеву и Ю. Н. Ветухновской за обсуждение процессов в активных ядрах, а также Э. Я. Вильковскому за обсуждение параметров джетов и условий их формирования.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Hillas M. Nature, **395**, 15 (1998).
- [2] Norman C. A., Melrose D. B., and Achterberg A. Ap. J., **454**, 60 (1995).
- [3] Berezhinsky V. and Vilenkin A. Phys. Rev. Lett., **79**, 5202 (1997).
- [4] Farrar G. R. and Biermann P. L. Phys. Rev. Lett., **81**, 3579 (1998).
- [5] Totani T. Ap. J., **502**, L13 (1998).
- [6] Кузьмин В. А., Рубаков В. А. ЯФ, **61**, 1122 (1998).
- [7] Кошелёв Н. И. Письма в ЖЭТФ, **70**, 483 (1999).
- [8] Урысон А. В. АЖ, **78**, 1 (2001).
- [9] Урысон А. В. Письма в ЖЭТФ, **64**, 71 (1996).
- [10] Урысон А. В. ЖЭТФ, **116**, 1 (1999).
- [11] Veron-Cetty M. P. and Veron P. ESO Scientific report, N 13, 1993.

- [12] Veron-Cetty M. P. and Veron P. <http://dbsrv.gsfc.nasa.gov/heasarc/veron> 98, 1998.
- [13] Kardashev N. S. MNRAS, **276**, 515 (1995).
- [14] Bird D., Corbato S. C., Dai H. Y., et al. Ap. J., **441**, 144 (1995).
- [15] Вильковиский Э. Я., Карпова О. Г. Письма в АЖ, **22**, 168 (1996).
- [16] Vilkoviskij E. Y., Efimov S. N., Karpova O. G., et al. MNRAS, **309**, 80 (1999).
- [17] Березинский В. С., Буланов С. В., Гинзбург В. Л., и др. Под ред. В. Л. Гинзбурга. Астрофизика космических лучей, М., Наука, 1990.
- [18] Wilson A. S. Preprint N 1091. Space Telescope Sci. Institute, 1996.
- [19] Rees M. J. Mon. Not. R. Astr. Soc., **228**, 47 (1987).
- [20] Арцимович Л. А. Элементарная физика плазмы. М., Атомиздат, 1996.
- [21] Трубников Б. А. Столкновения частиц в полностью ионизованной плазме. В сб. ВТП, вып. 1, М., 1963, с. 98.
- [22] Брагинский С. И. Явления переноса в плазме. В сб. ВТП, вып. 1, М., 1963, с. 183.
- [23] Гинзбург В. Л. Теоретическая физика и астрофизика. М., Наука, 1987.
- [24] Chakrabarti S. K. MNRAS, **235**, 33 (1988).
- [25] Pier E. A. and Krolik J. H. Ap. J., **418**, 673 (1993).
- [26] Simcoe R., McLeod K. K., Schachter J., et al. Ap. J., **489**, 615 (1997).
- [27] Железняков В. В. Излучение в астрофизической плазме. М., "Янус-К", 1997.
- [28] Rochester D. N., Ptuskin V. S., Rogovaya S. I., et al. Proc. 24th ICRC, Rome, **3**, 136 (1995).
- [29] Вильковиский Э. Я. Частное сообщение, 2000.
- [30] Урысон А. В. Изв. РАН. Сер. Физ., **63**, 624 (1999).
- [31] Cronin J. W. Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.), **28B**, 213 (1992).
- [32] Fomin Y. A., Kalmykov N. N., Christiansen G. B., et al. Proc. 26th ICRC, Salt Lake City, **1**, 526 (1999).
- [33] Ormes J. F. et al. Proc. 25th ICRC, Durban, **5**, 273 (1997).

Поступила в редакцию 20 мая 2001 г.