

9. Kroll N, Morton P, Rosenbluth M, in *Free-electron Generators of Coherent Radiation* (Physics of Quantum Electronics) Vol. 7, Eds S F Jacobs et al.) (Reading, Mass.: Addison-Wesley Publ. Co., 1980) p. 89
10. Белявский Е Д *Радиотехника и электроника* **16** 208 (1971)
11. Savilov A V *Phys. Rev. E* **64** 066501 (2001)
12. Винокуров Н А, Скринский А Н, Препринт № 77-59 (Новосибирск: ИЯФ СО АН СССР, 1977)
13. Colson W B, Williams B W, in *FEL 2004: Proc. of the 26th Intern. Free Electron Laser Conf. and 11th FEL User Workshop, Aug. 29–Sept. 3, 2004, Trieste, Italy* (Eds R Bakker et al.) (Trieste: Comitato Conf. Elettra, 2005) p. 706
14. Bolotin V P et al., in *FEL 2004: Proc. of the 26th Intern. Free Electron Laser Conf. and 11th FEL User Workshop, Aug. 29–Sept. 3, 2004, Trieste, Italy* (Eds R Bakker et al.) (Trieste: Comitato Conf. Elettra, 2005) p. 226
15. Schwarz D S, in *FEL 2004: Proc. of the 26th Intern. Free Electron Laser Conf. and 11th FEL User Workshop, Aug. 29–Sept. 3, 2004, Trieste, Italy* (Eds R Bakker et al.) (Trieste: Comitato Conf. Elettra, 2005) p. 85
16. Петелин М И *Изв. вузов. Радиофизика* **17** 902 (1974)
17. Коломенский А А, Лебедев А Н *ДАН СССР* **145** 1259 (1962)
18. Давыдовский В Я *ЖЭТФ* **43** 886 (1962)
19. Гапонов А В *ЖЭТФ* **39** 326 (1960)
20. Bratman V L et al. *Phys. Rev. Lett.* **75** 3102 (1995)
21. *Гиротрон*. Сб. статей (Под ред. А В Гапонова-Грехова) (Горький: ИПФ АН СССР, 1981)

PACS numbers: **96.50.S–**, 98.70.Sa

Космические ускорители для частиц сверхвысоких энергий

Е.В. Деришев, В.В. Кочаровский,
Вл.В. Кочаровский

1. Введение

В.Л. Гинзбург внес значительный вклад в решение проблемы происхождения космических лучей, в частности, проанализировав синхротронное излучение входящих в их состав высокоэнергичных электронов, разлив представление о гало космических лучей в Галактике и исследовав целый ряд других вопросов (см. его обзор [1] и работы его учеников, например [2, 3]). Интересных вопросов здесь остается еще немало, однако по-прежнему, согласно [1], "важнейшей нерешенной проблемой в области астрофизики космических лучей является происхождение частиц со сверхвысокой энергией". Именно эта проблема обсуждается в данном докладе, основанном на опубликованных ранее работах [4–6].

В составе космических лучей преобладают положительно заряженные ионы, в основном — протоны, а функция распределения частиц по энергиям dN/dE с хорошей точностью описывается степенной зависимостью с изломом ("коленом"): $dN/dE \propto E^{-2.7}$ при энергиях меньших $\approx 3 \times 10^{15}$ эВ и $dN/dE \propto E^{-3}$ при больших энергиях (см., например, обзор [7]). Свойства космических лучей с энергией вплоть до 10^{17} эВ, имеющих галактическое происхождение и обусловленных в основном вспышками сверхновых, рассмотрены, например, в [3] и ниже не затрагиваются.

Вопрос о максимальной энергии космических лучей остается открытым. К настоящему времени зарегистрированы частицы с энергией вплоть до 10^{20} эВ. Наблюдение при еще больших энергиях сталкивается со значи-

тельными трудностями, поскольку величина ожидаемого потока меньше одной частицы на квадратный километр за столетие. Неизвестны и источники таких частиц, хотя можно считать установленным внегалактическое происхождение космических лучей со сверхвысокой энергией ($\geq 10^{18}$ эВ). В пользу этого вывода свидетельствуют два обстоятельства. Во-первых, протоны с энергией, превышающей 10^{18} эВ, и тяжелые ионы с энергией $\geq 2 \times 10^{19}$ эВ слабо отклоняются в магнитном поле нашей Галактики, так что их генерация в галактических источниках означала бы увеличение потока в направлении на ядро Галактики и/или в плоскости ее диска, тогда как наблюдаемый поток космических лучей практически изотропен. Во-вторых, в последние годы получено свидетельство завала в спектре космических лучей при энергиях, превышающих 5×10^{19} эВ [8], что согласуется с предсказаниями Кузьмина и Зацепина [9] и Грейзена [10]. Указанный ими эффект состоит в том, что протоны с энергией $\geq 5 \times 10^{19}$ эВ быстро (в космологическом масштабе времени) теряют ее из-за взаимодействия с фотонами реликтового излучения и доходят до нас лишь с расстояния ≤ 50 Мпк. Это приводит к сильному уменьшению наблюдаемого потока частиц с энергией порядка 10^{20} эВ, если они создаются в основном удаленными источниками.

Мы будем исходить из естественной гипотезы о том, что происхождение космических лучей сверхвысокой энергии связано с ускорением ионов в электромагнитных полях астрофизических объектов. Альтернативная гипотеза (называемая в англоязычной литературе "top-down") требует привлечения пока еще неизвестных физических явлений и утверждает, что источником космических лучей служит распад сверхтяжелых частиц темного вещества [11]; при этом образуются наиболее высокоэнергичные космические лучи, которые впоследствии теряют энергию и формируют наблюдаемое распределение.

Факт существования в космосе частиц с энергией порядка 10^{20} эВ не должен удивлять. Космическая плазма далека от термодинамического равновесия, а отвечающая ее крупномасштабным движениям эффективная температура на несколько десятков порядков превосходит энергию частиц космических лучей. Можно ожидать, что часть ионов будет ускоряться до очень больших энергий в результате многократных столкновений с движущимися облаками космической плазмы. Такой механизм был предложен Э. Ферми [12]. Зная время жизни космических лучей в нашей Галактике, можно подсчитать требуемую мощность источников. Она оказывается того же порядка, что и усредненная по времени мощность взрывов сверхновых звезд, которые являются главной движущей силой турбулентности в межзвездной среде. Это обстоятельство привело к появлению гипотезы о том, что взрывы сверхновых являются основным источником космических лучей [13]. После открытия механизма диффузионного ускорения частиц на фронте ударной волны [14, 15] и появления многочисленных детальных расчетов (например [16]) стало ясно, что космические лучи возникают в начальный период существования остатка сверхновой, пока образовавшаяся при ее взрыве ударная волна остается сильной. Такая картина получила экспериментальное подтверждение (см., например, [17]): зарегистрировано жесткое гамма-излучение от остатков сверхновых, обусловленное

неупругими столкновениями ускоряемых ими космических лучей с частицами межзвездной среды.

Ударные волны в остатках сверхновых способны ускорять протоны до энергии, приблизительно соответствующей колену в спектре космических лучей, а ядра тяжелых элементов с зарядом $q = Ze$ — до энергии в Z раз большей, достигающей $\sim 10^{17}$ эВ для железа. Дальнейшему ускорению препятствует ограниченный размер остатка и величина магнитного поля в нем: высокоэнергичные ионы не удерживаются магнитным полем и покидают ударную волну. Для объяснения происхождения космических лучей сверхвысокой энергии необходимы объекты большего размера или с более сильными электромагнитными полями. Однако привлечение таких объектов вызывает трудности, которые можно разделить на две группы.

Во-первых, это взаимоисключающие требования к электромагнитным полям в интересующих нас объектах. С одной стороны, они должны быть достаточно сильными, чтобы обеспечить ускорение до нужной энергии за то время, пока частицы удерживаются внутри ускорителя, а с другой стороны — достаточно слабыми, чтобы не вызвать излишних потерь энергии на излучение. Как будет показано в разделе 2, одновременное выполнение указанных требований существенно ограничивает минимальный размер ускорителя и диктует минимальную энергию, запасенную в его поле. Во-вторых, механизм ускорения должен быть достаточно эффективным: ввиду ограниченной мощности подходящих астрофизических объектов они должны отдавать значительную ее долю в виде космических лучей сверхвысокой энергии. Этому требованию удовлетворяет конверсионный механизм ускорения, являющийся механизмом типа Ферми, который рассматривается в разделе 3. В разделе 4 обсуждаются некоторые особенности набора энергии и излучения для частиц, ускоряемых этим механизмом в релятивистских течениях плазмы.

2. Минимальные требования к космическим ускорителям

Для того чтобы астрофизический объект стал источником космических лучей сверхвысокой энергии, недостаточно одного лишь наличия механизма ускорения ионов и выполнения условий его реализации. Необходимо также, чтобы мощность ускорения превышала суммарный темп потерь энергии частицы. Большое число процессов, приводящих к потере энергии высокоэнергичными ионами, можно исключить или довести до приемлемо низкого уровня подходящим выбором астрофизического объекта — источника космических лучей. Принципиально неустраиваемыми являются только потери, связанные с самим ускоряющим электромагнитным полем. Именно они обуславливают существование фундаментальных ограничений на параметры космических ускорителей.

Рассмотрим область ускорения частиц, имеющую размер R . Естественно предположить, что в космосе не существует ничего подобного линейным ускорителям, так что радиус кривизны силовых линий электрического и магнитного полей меньше или порядка R .

Траектория ускоряемой частицы зависит от темпа потерь энергии. Большой темп радиационных потерь приводит к быстрому уменьшению поперечной к направ-

лению поля компоненты импульса частицы и вынуждает ее двигаться вдоль силовой линии. В случае медленных потерь геометрия поля слабо влияет на траекторию частицы, которая образует с силовыми линиями угол $\sim 45^\circ$.

Частица ускоряется до предельной энергии, определяемой наименьшим из двух значений: либо величиной работы ускоряющей силы за время, в течение которого частица удерживается в ускорителе, либо значением энергии, при котором темп радиационных потерь $\dot{\epsilon}_{\text{rad}}$ становится сравнимым с темпом ускорения. Баланс ускорения и потерь достигается при

$$\dot{\epsilon}_{\text{rad}} = \frac{2}{3} \gamma^4 \frac{q^2}{R^2} c = \eta q B c \quad (1)$$

в случае преобладания изгибного излучения [2] (в предположении, что частица движется по дуге радиуса R) или при

$$\dot{\epsilon}_{\text{rad}} = \frac{2}{3} \gamma^2 \left(\frac{q^2}{mc^2} \right)^2 c (B_\perp^2 + E_\perp^2) = \eta q B c \quad (2)$$

в случае преобладания синхротронного или тормозного излучения. Здесь γ — лоренц-фактор частицы, m — ее масса, $B_\perp$ и $E_\perp$ — среднеквадратичные значения компонент поля, перпендикулярных импульсу частицы, η — безразмерный темп ускорения, т.е. отношение среднего ускоряющего электрического поля E_{eff} к магнитному.

Сравнение уравнений (1) и (2) показывает, что изгибное излучение приводит к меньшей (а значит, более благоприятной для ускорения) величине радиационных потерь, если энергия частицы $\epsilon = \gamma mc^2$ удовлетворяет условию

$$\epsilon < q R \sqrt{B_\perp^2 + E_\perp^2}. \quad (3)$$

Нарушение условия (3) невозможно, поскольку так или иначе приводит к противоречию. При этом или гирорадиус частицы $r_H = \epsilon / (q B_\perp)$ оказывается формально больше R , так что она не удерживается внутри ускорителя, а ускорение прекращается в момент убегания частицы при $\epsilon \leq q R B_\perp$, или же (если $B_\perp \ll E_\perp$) частица не удерживается с самого начала, так что набор энергии ограничен величиной разности потенциалов на краях области ускорения, т.е. $\epsilon \leq q R E_{\text{eff}} = \eta q R B$. В дальнейшем мы пренебрегаем множителем ~ 1 , предполагая $B = B_\perp$ и $E = E_\perp = E_{\text{eff}} = \eta B$.

Таким образом, абсолютный верхний предел энергии частиц определяется либо условием баланса ускорения и потерь (1):

$$\epsilon_{\text{max}}^4 = \frac{3 \eta B R^2}{2 q} (mc^2)^4, \quad (4)$$

либо условием (3), а именно — наименьшим из этих двух значений.

Полная энергия электромагнитного поля в сферическом объеме радиусом R для ускорителя, способного генерировать космические лучи с энергией ϵ_{max} , составляет $W = R^3 (B^2 + E^2) / 6$, что дает

$$W > \frac{2}{27} \frac{q^2}{R} \left(\frac{\epsilon_{\text{max}}}{mc^2} \right)^8 \frac{1 + \eta^2}{\eta^2} \quad (5)$$

для уравнения (4) и

$$W > \frac{R}{6} \left(\frac{\varepsilon_{\max}}{q} \right)^2 \quad (6)$$

для (3).

Минимизировать требования к энергии поля в ускорителе можно, увеличивая R в соотношении (5) и уменьшая его в соотношении (6). Отсюда следует существование оптимального размера

$$R^{(\text{opt})} \approx \frac{2}{3} \frac{\sqrt{1+\eta^2}}{\eta} \frac{q^2 \varepsilon_{\max}^3}{(mc^2)^4}, \quad (7)$$

которому соответствует минимально возможное энерго-содержание ускорителя

$$W^{(\text{opt})} \approx \frac{1}{9} \frac{\sqrt{1+\eta^2}}{\eta} \frac{\varepsilon_{\max}^5}{(mc^2)^4} \quad (8)$$

и оптимальная величина магнитного поля

$$B^{(\text{opt})} \approx \frac{3}{2} \frac{\eta}{1+\eta^2} \frac{(mc^2)^4}{q^3 \varepsilon_{\max}^2}, \quad (9)$$

причем $E^{(\text{opt})} = \eta B^{(\text{opt})}$. Энергетические требования, задаваемые соотношениями (5) и (6), представлены на рис. 1. Там же отмечены области параметров, характерных для нейтронных звезд, вращающихся черных дыр с около-эддингтоновским темпом аккреции, скоплений галактик и тех областей джетов в активных галактических ядрах, где скорость движения выбросов уже нерелятивистская. На рисунке показаны такие области двух типов: "горячие пятна" (hot spots), т.е. яркие образования субкилопарсековых размеров, находящиеся на расстоянии от нескольких единиц до нескольких десятков килопарсек от ядра, и "радиолопасти" (radio lobes) — области размером в несколько сотен килопарсек, заполненные релятивистской плазмой и сформированные ударной волной, разграничивающей вещество джета и межгалактическую среду.

Оценим значения оптимальных параметров для источника протонов с энергией $\varepsilon_{\max} = 10^{20}$ эВ. Полная энергия электромагнитного поля в ускорителе должна быть не менее $W^{(\text{opt})} \approx 3 \times 10^{51}$ эрг, оптимальный размер $R^{(\text{opt})}$ имеет порядок 10^{17} см, а оптимальная величина

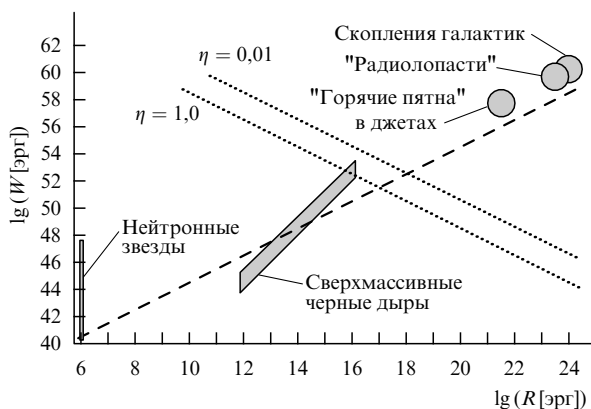


Рис. 1. Минимальные требования к энергосодержанию источника протонов с энергией 10^{20} эВ для эффективности ускорения $\eta = 1$ и $\eta = 10^{-2}$ — выражения (5) (пунктирные линии) и (6) (штриховая линия) как функции размера области ускорения.

магнитного поля составляет ~ 3 Гс. Для этих оценок мы предположили $\eta = 1$, чтобы максимально ослабить требования к энергии поля в ускорителе. Еще большее значение η (электрическое поле сильнее магнитного) не приводит к значительному уменьшению $W^{(\text{opt})}$.

Разумеется, полученные результаты остаются справедливыми и для ускорителя, который движется как целое с лоренц-фактором $\Gamma \gg 1$; при этом все величины измеряются в сопровождающей системе отсчета. Удобнее, однако, преобразовать уравнения (7)–(9) таким образом, чтобы $W^{(\text{opt})}$ и $\varepsilon_{\max}$ измерялись в неподвижной системе отсчета, а $R^{(\text{opt})}$, $B^{(\text{opt})}$ и $E^{(\text{opt})}$ — в сопровождающей. Подставляя $\varepsilon_{\max} = \Gamma \varepsilon'_{\max}$, получим

$$W_{\text{rel}}^{(\text{opt})} = \frac{W^{(\text{opt})}}{\Gamma^4}, \quad (10)$$

$$R'_{\text{rel}}^{(\text{opt})} = \frac{R^{(\text{opt})}}{\Gamma^3}, \quad (11)$$

$$B'_{\text{rel}}^{(\text{opt})} = \Gamma^2 B^{(\text{opt})}, \quad (12)$$

где штрихом помечены величины, измеряемые в сопровождающей системе.

Энергетические требования, представленные уравнениями (10)–(12), показаны на рис. 2. Отмечены области параметров, характерных для плазменных течений в гамма-всплесках ($\Gamma \sim 300$) и внутренних, релятивистских ($\Gamma \sim 10$) областей джетов в активных ядрах галактик. Очевидно, что ускорение космических лучей сверхвысокой энергии в ультрарелятивистских потоках имеет преимущество, заключающееся в переводе оптимального размера в более "комфортный" диапазон, что особенно важно для короткоживущих источников, например гамма-всплесков.

3. Конверсионный механизм ускорения

Наиболее универсальным поставщиком высокоэнергичных частиц является механизм Ферми, а источником ускорения являются крупномасштабные перепады

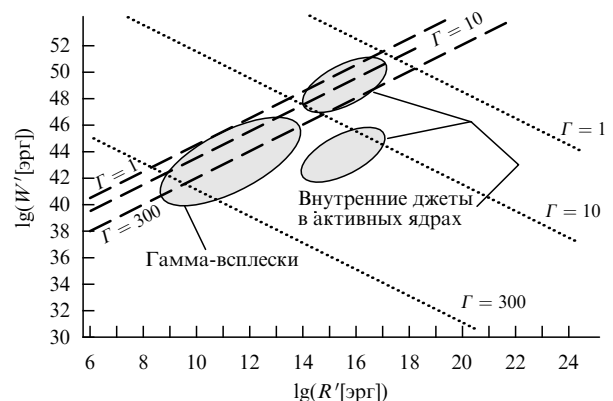


Рис. 2. Минимальные требования к энергосодержанию источника протонов с энергией 10^{20} эВ как функции размера ускоряющей области в сопровождающей системе отсчета $R' = R/\Gamma$. Выражение (5), которое масштабируется как Γ^{-7} , представлено пунктирными линиями для покоящегося ускорителя и для лоренц-факторов $\Gamma = 10$ и $\Gamma = 300$ ($\eta = 1$). Выражение (6) представлено штриховыми линиями (масштабируется как Γ^{-1}). Для внутренних джетов в активных ядрах галактик верхняя зона соответствует адронным моделям жесткого гамма-излучения, а нижняя — лептонным.

гидродинамической скорости плазмы. В частности, давно известно об ускорении в сдвиговых течениях и бесстолкновительных ударных волнах [1, 3, 10]. Как показано в разделе 2, в ультрарелятивистских течениях проще обеспечить ускорение ионов до сверхвысоких энергий.

Обычно, говоря о механизме Ферми, имеют в виду так называемое стохастическое ускорение. Для того чтобы оценить пригодность такого механизма для генерации космических лучей сверхвысокой энергии, напомним его схему на примере ударной волны. В бесстолкновительной плазме частицы взаимодействуют друг с другом посредством магнитного поля, создаваемого текущими в плазме токами. Магнитное поле встроено в плазму по обе стороны от фронта ударной волны, где гидродинамическая скорость плазмы испытывает скачок; таким образом, для частицы с достаточно большой длиной свободного пробега (что означает — с достаточно большим импульсом) прохождение через фронт подобно столкновению с движущейся стенкой. В зависимости от направления своего движения частицы могут как приобретать, так и терять энергию, однако в среднем энергия возрастает. Такое ускорение аналогично нагреву газа в сосуде со сближающимися стенками с той лишь разницей, что отсутствует вторая стенка, которая отражала бы частицы обратно к фронту ударной волны. Продолжительное ускорение и значительное приращение энергии возможны только для тех частиц, которые могут многократно пересекать фронт ударной волны в обратном направлении, обгоняя его за счет диффузионного движения в неоднородном магнитном поле.

Среднестатистический темп ускорения частиц в нерелятивистской ударной волне увеличивается пропорционально квадрату ее скорости. Чем выше скорость, тем больше максимальная энергия ускоренных частиц. Однако в релятивистской ударной волне, скорость которой близка к скорости света, рассмотренный механизм ускорения оказывается неэффективным. Причиной этому две. Во-первых, гидродинамическая скорость течения за фронтом релятивистской ударной волны равна одной трети скорости света, так что регулярный снос частиц преобладает над их диффузионным смещением и они практически не имеют шансов вернуться к фронту и продолжить свое участие в процессе ускорения. Во-вторых, при сжатии плазмы в ударной волне увеличивается параллельная фронту компонента встроенного магнитного поля, тогда как перпендикулярная компонента остается неизменной. В результате дрейфовая скорость частиц, связанная с неоднородностью магнитного поля, оказывается направленной приблизительно параллельно фронту, а частицы движутся по циклоидам, не пересекаям его. Указанные теоретические соображения подтверждаются результатами численного моделирования [18, 19].

Тем не менее эффективное ускорение частиц в релятивистских ударных волнах и сдвиговых течениях все же возможно [5]. Парадоксально, но главную роль здесь играет взаимодействие ускоряемых частиц с фотонными полями в ускорителях, которое обычно рассматривается лишь как помеха, дополнительный канал потери энергии. Дело в том, что при определенных условиях столкновения с фотонами можно рассматривать как механизм случайного "выключения" и "включения" электри-

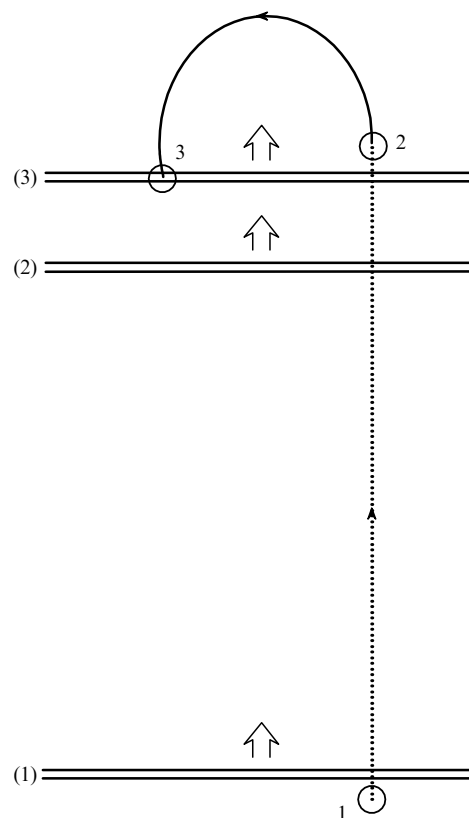


Рис. 3. В конверсионном механизме ускорения частица покидает ударную волну, будучи нейтральной (момент времени 1), и движется прямолинейно до момента превращения в заряженную (момент 2). За это время частица обгоняет фронт ударной волны на некоторое расстояние, так что у нее появляется достаточный запас времени, чтобы развернуться в магнитном поле прежде, чем она будет вновь подхвачена ударной волной (момент 3). Положения частицы и фронта ударной волны в соответствующие моменты времени отмечены цифрами 1, 2 и 3.

ческого заряда частиц. При этом описанная выше схема ускорения модифицируется следующим образом (рис. 3). Проходя через фронт ударной волны и отражаясь от неоднородностей магнитного поля, заряженная частица увеличивает свою энергию, а затем, после взаимодействия с фотоном, становится нейтральной, что позволяет ей пересечь фронт в обратном направлении, не испытывая препятствий со стороны магнитного поля. Оказавшись перед ударной волной, частица вновь становится заряженной, так что весь цикл ускорения повторяется многократно. Такой механизм ускорения частиц можно назвать конверсионным; вычисления показывают, что он играет важнейшую роль в излучении и динамике релятивистских течений [5, 6, 20].

Разумеется, выключение и включение электрического заряда — это лишь условный способ описания происходящих процессов. Проследим, например, за цепочкой превращений, начинающейся со взаимодействия протона с энергичным гамма-квантом. Фотоны, энергия которых превышает 300 МэВ в системе покоя протона, могут возбуждать его внутренние (кварковые) степени свободы. Сечение этого процесса быстро достигает максимума $\sigma_{\pi} \approx 6 \times 10^{-28} \text{ см}^2$ при энергии фотона $E_{\gamma} \approx 340 \text{ МэВ}$ (которую можно считать эффективным порогом реакции) и постепенно уменьшается до $\approx 10^{-28} \text{ см}^2$ для очень энергичных фотонов. Образовав-

шийся возбужденный адрон (обычно Δ -резонанс) практически моментально распадается на нуклон и пион:

$$p + \gamma \rightarrow \Delta \rightarrow n + \pi^+ \quad (13)$$

или

$$p + \gamma \rightarrow \Delta \rightarrow p + \pi^0. \quad (14)$$

Приблизительно в трети случаев образуется заряженный пион, а протон превращается в нейтрон. Обладая аналогичной кварковой структурой, нейтроны взаимодействуют с фотонами по той же схеме, т.е. переходят в протоны. Побочным продуктом протон-нейтронного цикла становятся высокоэнергичные заряженные пионы, распад которых приводит к появлению вторичных электронов и позитронов, а также нейтринного излучения.

Аналогичная цепочка превращений существует и для электронов. Она начинается с рассеяния фотона на релятивистском электроне. В результате обратного комптоновского эффекта (комptonизации) энергия фотона после рассеяния многократно возрастает, но при томсоновском рассеянии составляет лишь малую долю энергии электрона. Такое взаимодействие понемногу отбирает энергию у электронов и не способствует их ускорению. Однако в широкополосном спектре излучения космических ускорителей есть и высокочастотные фотоны, рассеяние которых происходит в клейн-нишиновском режиме. При этом спектр комптонизированного излучения имеет два пика: с равной вероятностью электрон либо сохраняет основную часть своей энергии, либо передает ее фотону. В последнем случае можно говорить о смене заряда ускоряемой частицы, поскольку образовавшийся фотон движется в том же направлении, что и исходный электрон, и несет почти всю его энергию. Высокоэнергичные комптонизированные фотоны взаимодействуют с относительно низкочастотным фоновым излучением, образуя электрон-позитронные пары, причем энергия распределяется между электроном и позитроном примерно поровну. Результатом описанной цепочки взаимодействий является замкнутый цикл выключения и включения заряда ускоряемой частицы. То обстоятельство, что количество ускоряемых частиц при этом удваивается, не играет принципиальной роли. Конверсионное ускорение электронов и позитронов не имеет прямого отношения к проблеме происхождения космических лучей сверхвысокой энергии. Отметим, однако, что излучение ускоренных таким механизмом частиц обладает уникальными особенностями (см. раздел 4), регистрация которых в излучении какого-либо астрофизического объекта позволяет судить о том, работает ли в нем конверсионный механизм.

Малое сечение фотопионных реакций служит основным лимитирующим фактором для конверсионного ускорения. Наиболее благоприятные условия для его реализации существуют в активных ядрах галактик и гамма-всплесках, где одновременно имеются и ультра-релятивистские потоки вещества в виде струйных выбросов, или джетов (от англ. jet — струя), и плотные фотонные поля (см. обзоры [21, 22]).

Оптическая толщина τ , характеризующая взаимодействие ускоряемой частицы с фотонами, зависит от геометрии источника. Для непрерывного течения или ударной волны, образуемых центральным компактным

объектом и распространяющихся в угле с раскрытием более $1/\Gamma$,

$$\tau \approx \frac{\sigma_{\pi} L(\varepsilon_*) \Theta^2}{4 \pi R c \varepsilon_*}. \quad (15)$$

Здесь L — наблюдаемая светимость на логарифмический интервал частот для фотонов с энергией в окрестности $\varepsilon_* = 2 m c^2 \Delta_p / (\varepsilon \Theta^2)$, где взаимодействие нуклонов с фотонами наиболее эффективно, ε — энергия ускоряемой частицы, R — расстояние от центрального объекта, Γ — лоренц-фактор релятивистского течения, m — масса нуклона. Угол раскрытия диаграммы направленности источника фотонов $\Theta \sim 1/\Gamma$ для джетов и $\Theta \sim 1$ для областей с широкими эмиссионными линиями в активных ядрах галактик или для излучения, рассеянного межзвездным газом в окрестности гамма-всплесков.

Приведем оценки для трех качественно различных случаев. Для внутренних джетов в активных ядрах галактик (при учете только собственного излучения джета с $\Theta = 1/\Gamma$)

$$\tau \approx 10^{-1} \left(\frac{L(\varepsilon_*)}{10^{45} \text{ эрг с}^{-1}} \right) \left(\frac{\varepsilon}{10^{18} \text{ эВ}} \right) \left(\frac{10}{\Gamma} \right)^4 \left(\frac{10^{15} \text{ см}}{R} \right), \quad (16)$$

где наблюдаемая светимость на логарифмический интервал частот $L(\varepsilon_*)$ неявно зависит от энергии частицы ε .

Излучение от областей с широкими эмиссионными линиями в активных ядрах галактик создает оптическую толщину

$$\tau \approx 5 \times 10^{-2} \left(\frac{L}{10^{44} \text{ эрг с}^{-1}} \right) \left(\frac{10 \text{ эВ}}{\varepsilon} \right) \left(\frac{10^{17} \text{ см}}{R} \right), \quad (17)$$

которая не зависит от энергии частицы: для всех частиц с энергией $\varepsilon > 2 m c^2 \Delta_p / \bar{\varepsilon} \approx 5 \times 10^{16} \text{ эВ}$ количество эффективно взаимодействующих фотонов неизменно из-за их узкого спектрального распределения (в основном в окрестности $\bar{\varepsilon} \sim 10 \text{ эВ}$).

В гамма-всплесках оптическая толщина составляет

$$\tau \approx 3 \times 10^{-3} \left(\frac{E(\varepsilon_*)}{10^{52} \text{ эрг}} \right) \left(\frac{\varepsilon}{10^{16} \text{ эВ}} \right) \left(\frac{100}{\Gamma} \right)^2 \left(\frac{10^{16} \text{ см}}{R} \right)^2. \quad (18)$$

Таким образом, вероятность конверсии в каждом цикле ускорения обычно много меньше единицы. Бывают и исключения, например, вблизи основания релятивистского течения, где оптическая толща велика и конверсионные потери подавляют ускорение. Однако при удалении от основания джета ускорение вновь становится возможным, охватывая частицы со все большей энергией, по мере того как плотность излучения спадает настолько, что вероятность конверсии в одном цикле ускорения оказывается заметно меньше единицы. Из сказанного ясно, что конверсионное ускорение является самонастраивающимся.

Заметим, что вероятность конверсии нейтрона в протон всегда больше

$$p_{\text{cn}}^{(\text{min})} = \frac{R m c}{t_n \varepsilon} \approx 3 \times 10^{-2} \left(\frac{10^{15} \text{ эВ}}{\varepsilon} \right) \left(\frac{R}{10^{18} \text{ см}} \right) \quad (19)$$

из-за спонтанного распада нейтронов. Здесь $t_n \approx 900 \text{ с}$ — время жизни свободного нейтрона. Распад важен для частиц с низкой энергией, особенно в первом цикле

ускорения, тогда как при высоких энергиях более эффективны фотопионные реакции.

4. Особенности набора энергии и излучения частиц при конверсионном ускорении

Конверсионный механизм ускорения позволяет частицам достичь энергии 10^{20} эВ всего за 2–4 прохода через фронт ударной волны. При обычном диффузионном ускорении для этого потребовалось бы много десятков проходов; соответственно множатся и трудности реализации такого механизма. Такое различие можно объяснить следующим образом.

Скорость частиц, покидающих релятивистскую ударную волну, в неподвижной системе отсчета направлена почти параллельно скорости ударной волны. Однако траектория заряженных частиц немедленно начинает искривляться под действием магнитного поля. Как только угол между скоростью частицы и направлением движения ударной волны достигает значения порядка ее обратного лоренц-фактора, фронт волны догоняет убежавшую частицу и завершает цикл ускорения. Результатом цикла становится увеличение энергии частицы в среднем вдвое.

При конверсионном ускорении частица покидает ударную волну будучи нейтральной и движется прямолинейно до момента ее превращения в заряженную. За это время частица обгоняет фронт ударной волны на некоторое расстояние, так что у нее появляется достаточный запас времени, чтобы развернуться в магнитном поле навстречу волне прежде, чем она будет вновь подхвачена ударной волной. Таким образом, в результате конверсионного цикла ускорения энергия частицы увеличивается не вдвое, а приблизительно в γ^2 раз, где γ — лоренц-фактор ударной волны.

Вероятность того, что конверсия частиц из заряженных в нейтральные и обратно происходит в правильной последовательности, а частицы взаимодействуют с фотонами, имеющими подходящую энергию, много меньше единицы. С другой стороны, энергия частицы, прошедшей полный цикл ускорения, увеличивается приблизительно в $g \sim \Gamma^2$ раз, что составляет величину от нескольких сотен для джетов в активных ядрах галактик до нескольких сотен тысяч для гамма-всплесков. После прохождения нескольких циклов ускорения первоначальное квазимоноэнергетическое распределение инжектированных частиц превращается в пилообразное распределение (рис. 4). Его огибающую можно приблизительно представить в виде степенной функции $dN/d\varepsilon \propto \varepsilon^{-\alpha}$ с показателем степени

$$\alpha = 1 - \frac{\ln k}{\ln g}, \quad (20)$$

который слабо зависит от энергии частиц. Когда произведение вероятности прохождения цикла k на фактор увеличения энергии g превосходит единицу, конверсионный механизм достигает наибольшей эффективности: суммарное энергосодержание в ускоренных частицах возрастает с каждым циклом, причем основной вклад приходится на те частицы, энергия которых близка к максимально достижимой.

Пересечь фронт ударной волны в обратном направлении могут только те частицы, которые не успевают

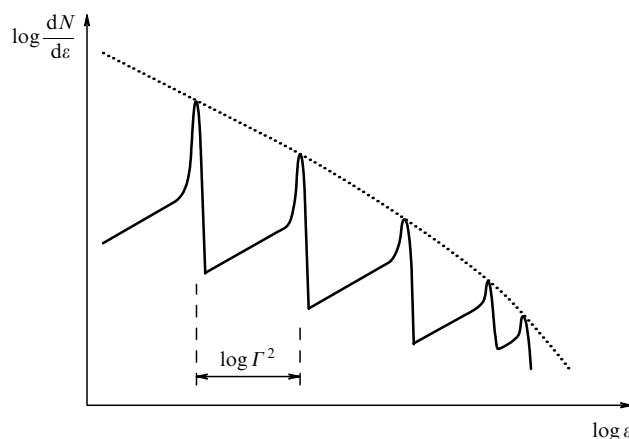


Рис. 4. Схематический вид распределения частиц (сплошная линия), образующегося в результате конверсионного ускорения при квазимоноэнергетической инжекции. Провалы в спектре сохраняются до тех пор, пока ширина спектра инжекции в логарифмических единицах меньше $\log \Gamma^2$.

потерять энергию (например на синхротронное излучение) за время, требующееся для совершения половины оборота в магнитном поле за фронтом. Назовем критическими те частицы, которые теряют на этом развороте половину энергии. Поскольку при диффузионном ускорении энергия частицы в каждом цикле (кроме первого) возрастает примерно вдвое, то критическая энергия одновременно является и максимально достижимой, при которой темп потерь энергии становится сравнимым с темпом ускорения.

Хотя энергия покидающих ударную волну частиц ограничена критическим значением, энергия частиц, поступающих в нее из внешней среды, может быть во много раз больше. Сверхкритические частицы теряют энергию, проходя путь во много раз меньший их гирорадиуса, т.е. мало отклоняясь от первоначального направления своего движения (почти строго назад в системе отсчета, связанной с веществом за фронтом ударной волны (рис. 5)). Соответственно диаграмма направленности излучения сверхкритических частиц сильно вытянута в направлении, противоположном скорости ударной волны, как и распределение частиц по скоростям в системе отсчета джета [6]. Вследствие релятивистской абберации света неподвижный наблюдатель все-таки увидит диаграмму направленности вытянутой в направлении движения джета, но она оказывается значительно шире, чем диаграмма направленности менее высокочастотного излучения докритических частиц. Излучение сверхкритических частиц, сосредоточенное в основном в рентгеновском диапазоне и гамма-диапазоне, можно наблюдать под большим углом к оси джета, т.е. оно является внеосевым (см. рис. 5).

Наличие внеосевого излучения объясняет, например, феномен запаздывающего жесткого излучения гамма-всплесков. Задержка в данном случае имеет геометрическую природу: благодаря уширенной диаграмме направленности внеосевое излучение наблюдается от более широкого сегмента сферической ударной волны, края которого находятся дальше от наблюдателя, чем центральная часть. Уширение диаграммы направленности может также объяснить регистрацию так называемых неидентифицированных источников жесткого гамма-

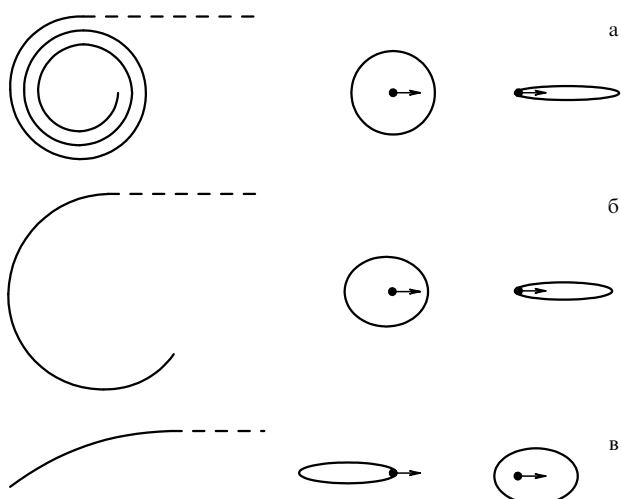


Рис. 5. Изменение диаграммы направленности излучения при переходе энергии частиц от докритического значения (а) к критическому (б) и затем — к сверхкритическому (в). В левой части рисунка показаны условные траектории частиц за время излучения ими половины своей энергии, в центральной — типичные диаграммы направленности излучения в сопутствующей системе отчета, в правой части — типичные диаграммы направленности излучения в неподвижной системе отчета.

излучения (большое количество таких источников обнаружено космическим телескопом EGRET (Energetic Gamma Ray Experiment Telescope) в 1992–1994 гг.). Эти источники, вероятно, связаны с теми квазарами, джеты которых ориентированы под большими углами к направлению на Землю и поэтому не создают заметного излучения в более низкочастотных диапазонах, где излучение джета является узконаправленным. Широконаправленным может быть и высокоэнергичное нейтринное излучение релятивистских джетов, сопровождающее распад пионов, которые образуются при неупругих столкновениях протонов и нейтронов.

5. Заключение

Рассмотренные нами фундаментальные ограничения на параметры космических ускорителей показывают, что генерация космических лучей с энергией, достигающей самых больших из достоверно наблюдавшихся значений, возможна (по крайней мере теоретически) за счет воздействия электромагнитных полей астрофизических объектов на имеющиеся в них относительно низкоэнергичные ионы. Существует также механизм ускорения, использующий поочередную конверсию протонов в нейтроны и обратно, работоспособный в широком классе источников с релятивистскими течениями и позволяющий перекачать с эффективностью, приближающейся к 100 %, мощность этих течений в космические лучи с энергией $\sim 10^{20}$ эВ. Таким образом, все существующие на сегодня наблюдения космических лучей сверхвысокой энергии удастся объяснить, не прибегая к "новой физике", т.е. используя только надежно установленные физические законы и астрофизические факты.

Как показывают оценки, на роль ускорителей частиц с энергией $\lesssim 10^{20}$ эВ могут претендовать различные области в релятивистских джетах активных ядер галактик, ударные волны в скоплениях галактик, гамма-

всплески. За исключением гамма-всплесков — все это объекты галактических масштабов. В частности, источниками космических лучей со сверхвысокой энергией не могут быть нейтронные звезды и черные дыры, включая и сверхмассивные.

Наконец, остановимся на границах применимости представленной в этом докладе картины происхождения космических лучей сверхвысокой энергии. Конверсионный механизм ускорения приводит к определенному предсказанию относительно состава частиц в космических лучах: такими частицами должны быть исключительно протоны. В пользу этого свидетельствуют существующие данные, хотя однозначный вывод сделать пока невозможно. Если будущие наблюдения покажут присутствие значительной доли атомных ядер в космических лучах сверхвысокой энергии, то объяснить их происхождение с помощью конверсионного механизма окажется невозможным. Впрочем, не исключено существование иного, но столь же эффективного, механизма ускорения частиц.

Однако, как мы показали, общие электродинамические соображения приводят к очень сильной зависимости требуемой энергии поля в ускорителе от энергии производимых им частиц независимо от механизма ускорения. Поэтому для известных астрофизических объектов предел ускорения протонов в рамках канонической модели генерации космических лучей составляет $(3-5) \times 10^{21}$ эВ. При этом список потенциальных источников ограничивается "горячими пятнами" (hot spots) в джетах активных ядер галактик, "радиолопастями" (radio lobes) и скоплениями галактик. Во всех перечисленных случаях ускорение ограничено из-за убегания частиц, а достижение указанного значения энергии возможно только при довольно спекулятивных предположениях о крупномасштабной упорядоченности магнитного поля и большом безразмерном темпе ускорения $\eta \approx 1$. Ускорение тяжелых ядер возможно до еще больших (в Z раз) энергий, так что формально сценарий ускорения может объяснить космические лучи с энергией вплоть до 10^{23} эВ. В то же время из-за фрагментации ядер (при взаимодействии с фотонами реликтового излучения) их длина пробега ограничена величиной ~ 1 Мпк. Единственными источниками в такой близкой окрестности нашей Галактики являются гамма-всплески, так что наблюдаемая на Земле максимальная энергия космических лучей не может превышать несколько меньшую величину — $\sim 3 \times 10^{22}$ эВ, которая соответствует пределу ускорения в гамма-всплесках для ядер железа (для протонов этот предел $\sim 10^{21}$ эВ).

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 05-02-17525), Совета по грантам Президента Российской Федерации для поддержки молодых российских ученых и ведущих научных школ Российской Федерации (грант НШ-4588.2006.2), программы "Происхождение и эволюция звезд и галактик" Президиума РАН. Авторы признательны В.С. Птускину за предоставленную возможность ознакомиться со статьей [3] до ее опубликования.

Список литературы

1. Гинзбург В Л *УФН* **166** 169 (1996)
2. Березинский В С *Астрофизика космических лучей* (Под ред. В Л Гинзбурга) 2-е изд. (М.: Наука, 1990)
3. Птускин В С *УФН* **177** (2007) (в печати)
4. Aharonian F A et al. *Phys. Rev. D* **66** 023005 (2002)

5. Derishev E V et al. *Phys. Rev. D* **68** 043003 (2003)
6. Derishev E V, Aharonian F A, Kocharovskiy V I *Astrophys. J.* **655** 980 (2007)
7. Nagano M, Watson A A *Rev. Mod. Phys.* **72** 689 (2000)
8. Hillas A M, in *Cosmology, Galaxy Formation and Astroparticle Physics, Oxford, UK, 2006* (Eds H-R Klockner et al.) (in press); astro-ph/0607109
9. Зацепин Г Т, Кузьмин В А *Письма в ЖЭТФ* **4** 114 (1966)
10. Greisen K *Phys. Rev. Lett.* **16** 748 (1966)
11. Berezhinsky V *Nucl. Phys. B: Proc. Suppl.* **81** 311 (2000)
12. Fermi E *Phys. Rev.* **75** 1169 (1949)
13. Гинзбург В Л, Сыроватский С И *Происхождение космических лучей* (М.: Изд-во АН СССР, 1963)
14. Крымский Г Ф *ДАН СССР* **234** 1306 (1977)
15. Bell A R *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **182** 147 (1978)
16. Malkov M A, Drury L O C *Rep. Prog. Phys.* **64** 429 (2001)
17. Aharonian F et al. *Astron. Astrophys.* **448** L43 (2006)
18. Niemiec J, Ostrowski M *Astrophys. J.* **641** 984 (2006)
19. Lemoine M, Pelletier G, Benoit R *Astrophys. J.* **645** L129 (2006)
20. Stern B E *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **345** 590 (2003)
21. Urry C M, Padovani P *Publ. Astron. Soc. Pacific* **107** 803 (1995)
22. Mészáros P *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **40** 137 (2002)

PACS numbers: 41.20.Jb, 52.35.Mw, **94.20.** – y

Модификация ионосферы Земли мощным коротковолновым радиоизлучением

В.Л. Фролов, Н.В. Бахметьева, В.В. Беликович, Г.Г. Вертоградов, В.Г. Вертоградов, Г.П. Комраков, Д.С. Котик, Н.А. Митяков, С.В. Поляков, В.О. Рапопорт, Е.Н. Сергеев, Е.Д. Терещенко, А.В. Толмачева, В.П. Урядов, Б.З. Худукон

1. Введение

Ионосфера, являясь верхней частью атмосферы Земли, определяющим образом влияет как на характер жизнедеятельности на Земле, так и на свойства различных каналов теле- и радиокommunikаций. В связи с этим она привлекает к себе пристальное внимание исследователей уже в течение многих десятилетий. Диапазон проводимых работ по исследованию ионосферы чрезвычайно широк и охватывает такие проблемы, как физика плазмообразования, динамика плазмы и механизмы ее турбулизации, химия ионосферы, распространение радиоволн различных диапазонов и т.п. С началом использования активных экспериментов в ионосфере, включающих модификацию плазмы пучками мощных радиоволн от наземных коротковолновых (КВ) радиопередатчиков и с борта космических летательных аппаратов, а также инжекцию пучков заряженных частиц и выбросы химических реагентов с борта искусственных спутников Земли (ИСЗ) и геофизических ракет, традиционные методы исследования ионосферы в значительной степени расширились. Успехи, достигнутые в активных экспериментах, позволили рассматривать ионосферу как естественную космическую лабораторию для моделирования различных процессов, протекающих в плазме [1]. Достаточно высокая стабильность и фактическая безграничность объема ионосферной плазмы, а также вариации в широких пределах возможных значений ее параметров позволяют успешно изучать на

экспериментальной основе большой класс из стоящих на сегодня задач.

Впервые с изменением свойств ионосферы в поле мощных радиоволн столкнулись более 70 лет назад в связи с открытием в 1933 г. люксембург-горьковского эффекта [2]. Определяющая роль в теоретической интерпретации этого эффекта принадлежит В.Л. Гинзбургу, А.В. Гуревичу и И.М. Виленскому. Объяснение люксембург-горьковского эффекта привело к пониманию роли нелинейных свойств ионосферной плазмы, проявляющихся при ее нагреве мощной радиоволной, которые детально были рассмотрены В.Л. Гинзбургом и А.В. Гуревичем в [3]. Проведенные исследования стимулировали строительство специализированных мощных нагревных стенов для модификации ионосферы. В СССР первый стенд начал работать в 1961 г. в Научно-исследовательском институте радио (Москва). Позднее в США были построены стенды "Боулдер" в 1970 г. и "Аресибо" в 1971 г. В Научно-исследовательском радиофизическом институте (НИРФИ) это направление исследований было инициировано Г.Г. Гетманцевым, под руководством которого в 1973 г. около Нижнего Новгорода (бывший г. Горький) был построен стенд "Зименки". В 1976 г. усилиями Полярного геофизического института (ПГИ) Кольского филиала АН СССР в полярных широтах около Мурманска был построен стенд "Мончегорск".

Уже в первых экспериментах по модификации ионосферы мощными радиоволнами, выполненным в 1960–1970 годы, был обнаружен, помимо ожидаемых крупномасштабных изменений температуры и концентрации плазмы, ряд новых явлений, связанных с генерацией искусственных плазменных колебаний и искусственных неоднородностей плотности плазмы с масштабами поперек геомагнитного поля от нескольких долей метра до нескольких километров [4, 5], был открыт "эффект Гетманцева" [6], было экспериментально доказано образование искусственных периодических неоднородностей плотности ионосферной плазмы в поле мощной стоячей радиоволны [7]. Возникло новое направление исследований, которое вскоре стало одним из приоритетных в радиофизике и нашло разнообразные приложения в геофизике, физике плазмы и физике космоса. Важным обстоятельством является то, что модификация ионосферы мощными радиоволнами не вносит загрязнения в окружающую среду и не приводит к нежелательным экологическим последствиям, поскольку такое воздействие на ионосферу по мощности пренебрежимо мало по сравнению с воздействиями природного характера. В то же время имеется возможность регулярно проводить многократно повторяемые измерения характеристик верхней атмосферы Земли с использованием хорошо развитых радиофизических методов дистанционной диагностики искусственно вызываемых плазменных возмущений.

Полученные результаты стимулировали строительство новых, более мощных нагревных стенов в северной Норвегии ("Tromsø", 1980 г.) и в СССР ("Сура", 1981 г.). Позднее в 1990-х годах было начато строительство стенда на Аляске (США) по проекту HAARP (от англ. High Frequency Active Auroral Research Program), первая очередь которого была введена в конце 1990-х годов; усовершенствование стенда с целью увеличения его потенциала продолжается до сих пор. Среди других построенных в 1980–1990 годах стенов — "Гиссар" (Таджикистан, 1981 г.), стенд около Харькова (1987 г.) и