

## ФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

# Физические условия в потенциальных ускорителях космических лучей сверхвысоких энергий: обновлённая диаграмма Хилласа и ограничения из потерь на излучение

К.В. Птицына, С.В. Троицкий

*Проведён анализ основных ограничений на ускорение космических лучей сверхвысоких энергий в астрофизических источниках, а именно обсуждаются геометрический критерий (критерий Хилласа) и ограничения, обусловленные потерями на излучение при различных условиях ускорения. С использованием последних данных уточнена диаграмма Хилласа: на неё нанесены возможные ускорители космических лучей сверхвысоких энергий. При ускорении в центральной части ядра активной галактики максимальная энергия ограничена сверху для данной массы чёрной дыры. Только наиболее мощные из активных галактик (радиогалактики и блазары) способны ускорять протоны до сверхвысоких энергий, в то время как ускорение тяжёлых ядер возможно в гораздо более многочисленных маломощных сейфертовских галактиках.*

PACS numbers: 98.54, –h, 98.62.En, 98.70.Sa

DOI: 10.3367/UFNr.0180.201007c.0723

## Содержание

1. Введение (723).
  2. Общие ограничения, определяемые геометрией источника и потерями на излучение (724).  
2.1. Критерий Хилласа. 2.2. Потери на излучение. 2.3. Различные режимы ускорения. 2.4. Сводка формул для максимальной энергии.
  3. Магнитные поля в конкретных источниках (726).  
3.1. Нейтронные звёзды, пульсары и магнетары. 3.2. Активные галактики. 3.3. Области звездообразования и галактики со вспышечным звездообразованием. 3.4. Космические гамма-всплески. 3.5. Скопления и сверхскопления галактик и крупномасштабные пустоты.
  4. Выводы и обсуждение (730).
  5. Заключение (732).
  6. Приложение. Вывод некоторых результатов из электродинамики (733).  
П.1. Потери энергии при изгибном излучении. П.2. Максимальная энергия при диффузном ускорении.
- Список литературы (733).

**К.В. Птицына.** Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,  
Воробьевы горы, 119992 Москва, Российская Федерация  
E-mail: ptitsyna@gmail.com

**С.В. Троицкий.** Институт ядерных исследований РАН,  
просп. 60-летия Октября 7а, 117312 Москва, Российская Федерация  
Тел. (499) 135-21-69  
Факс (499) 135-22-68  
E-mail: st@ms2.inr.ac.ru

Статья поступила 21 января 2010 г.

## 1. Введение

Несмотря на десятилетия напряжённых исследований космических лучей сверхвысоких энергий (энергии  $\mathcal{E} \geq 10^{19}$  эВ), их происхождение остаётся неизвестным (см., например, обзор [1] и недавние лекции [2]). Исследования последних лет, особенно наблюдение эффекта Грейзена – Зацепина – Кузьмина [3, 4] в эксперименте HiRes [5], позднее подтверждённые результатами Обсерватории им. П. Оже [6], говорят о том, что по крайней мере заметная доля космических частиц сверхвысоких энергий ускоряется в космологически удалённых астрофизических объектах. Тем не менее для зарождения астрономии космических лучей сверхвысоких энергий как науки необходимо иметь чёткое представление об энергиях и составе первичных частиц наблюдаемых космических лучей и найти хотя бы один астрофизический объект, в котором эти частицы могут ускоряться.

К настоящему моменту экспериментальная информация не позволяет однозначно определить источники космических лучей сверхвысоких энергий, поэтому важно выделить классы возможных астрофизических ускорителей с теоретической точки зрения. Физические условия в таких источниках должны быть экстремальными. Простейшее условие, которому должны удовлетворять источники, — геометрическое: частица не должна покидать ускоритель до тех пор, пока она не наберёт требуемую энергию. Обычно предполагается, что частица ускоряется электрическим полем и удерживается магнитным, тогда геометрический критерий выражается в том, что ларморовский радиус частицы не должен превышать линейного размера ускорителя (см., например, [7]). В контексте частиц сверхвысоких энергий

этот критерий, обычно связываемый с именем Хилласа [8], представляют графически в виде так называемой *диаграммы Хилласа*, на которой отложены размер ускорителя  $R$  и магнитное поле  $B$ . Часто используется диаграмма из оригинальной работы Хилласа или её слегка откорректированные варианты. В то же время за прошедшие после публикации [8] 25 лет в астрофизике произошла революция, поэтому представляет интерес обновление диаграммы Хилласа с использованием новых наблюдательных данных о магнитных полях и размерах возможных ускорителей. Самые заметные изменения связаны с изучением широкого класса разнообразных активных галактик, магнитные поля и размеры которых различаются от объекта к объекту на несколько порядков величины, поэтому оказывается, что некоторые объекты этого класса могут ускорять частицы до сверхвысоких энергий, в то время как большинство — не может.

Другое ограничение на ускорители космических лучей связано с радиационными потерями, неизбежно сопровождающими ускорение заряженной частицы в магнитном поле (см., например, [8–11]). Эти потери зависят от конфигурации поля, и максимально возможная энергия частицы определяется механизмом ускорения; рассмотрение лишь частных механизмов или полевых конфигураций может привести к кажущимся противоречиям в общих оценках (ср. [10, 11]). В данной статье проведён обзор ограничений, обусловленных потерями энергии на излучение в различных режимах ускорения. Эти ограничения также определяют допустимые области на диаграмме Хилласа. Одним из примеров применения этих результатов является исследование активных галактик, коррелирующих с событиями, зарегистрированными Обсерваторией им. П. Оже [12].

Следует отметить, что даже если удовлетворяются геометрический и радиационный критерии, нельзя с достоверностью утверждать, что частица будет ускорена до соответствующей энергии. Каждый источник необходимо рассматривать индивидуально в контексте действующего в нём механизма.

Статья построена следующим образом. В разделе 2 даётся обзор ограничений на возможные ускорители сверхвысоких энергий: модельно независимый геометрический критерий Хилласа и критерии для различных механизмов ускорения, связанные с радиационными потерями энергии. В разделе 3, используя современные астрофизические данные, мы уточняем диаграмму Хилласа, дополняя её радиационными ограничениями. Основные результаты и их обсуждение приводятся в разделе 4, а краткие выводы — в разделе 5. Приложение содержит вывод некоторых формул.

## 2. Общие ограничения, определяемые геометрией источника и потерями на излучение

Критерии, которым должны удовлетворять ускорители частиц сверхвысоких энергий, следующие:

- ускоряемая частица должна оставаться внутри ускорителя в процессе ускорения (*геометрический критерий*);
- каждый источник должен обладать достаточным запасом энергии для передачи частицам (*индивидуальная мощность*);

- *потери на излучение* не должны превышать приобретаемой энергии;
- *потери на взаимодействие* не должны превышать приобретаемой энергии;
- полное количество и *суммарная мощность* источников должны быть достаточно велики для обеспечения наблюдаемого потока космических лучей;
- *сопутствующее излучение* фотонов, нейтрино и космических лучей меньших энергий не должно превышать наблюдательных ограничений как для отдельного источника, так и для диффузного потока (в частности, ансамбль источников должен адекватно описывать спектр космических лучей<sup>1</sup>).

Остановимся на требованиях, связанных с геометрией и радиационными потерями (другие ограничения будут кратко упоминаться по мере необходимости). И те и другие ограничивают размер и магнитное поле ускорителя и могут быть отражены на диаграмме Хилласа.

### 2.1. Критерий Хилласа

Ларморовский радиус  $R_L$  частицы не должен превышать размера ускорителя  $R$ , иначе частица покинет ускоритель, прежде чем приобретёт достаточную энергию. Критерий Хилласа выражается в виде неравенства

$$\mathcal{E} \leq \mathcal{E}_H = qBR, \quad (1)$$

где  $\mathcal{E}$  — энергия, полученная частицей с зарядом  $q$  в области размером  $R$ , заполненной магнитным полем  $B$ .

### 2.2. Потери на излучение

Соотношение (1) является необходимым условием, однако потери могут ещё сильнее ограничить максимальную энергию  $\mathcal{E}_{\text{loss}}$ , которую частица может приобрести в ускорителе даже бесконечного размера:

$$\frac{d\mathcal{E}^{(+)}}{dt} = -\frac{d\mathcal{E}^{(-)}}{dt}, \quad (2)$$

где приращение энергии в эффективном электрическом поле  $E = \eta B$  равно (в системе единиц, в которой  $c = 1$ )

$$\frac{d\mathcal{E}^{(+)}}{dt} = q\eta B \quad (3)$$

(оставляя  $\eta$  в явном виде в формулах, для рисунков мы будем полагать  $\eta = 1$ , для того чтобы получить консервативные (оптимистические) оценки для данного магнитного поля — электрические поля в астрофизических объектах гораздо менее изучены, чем магнитные, но обычно предполагается, что  $E \ll B$ ). В зависимости от конкретных условий, максимальная энергия для данного ускорителя  $\mathcal{E}_{\text{max}}$  определяется либо геометрическим критерием, либо энергетическими потерями:

$$\mathcal{E}_{\text{max}} = \min\{\mathcal{E}_H, \mathcal{E}_{\text{loss}}\}.$$

Общее выражение для радиационных потерь частицы, движущейся со скоростью  $v$  в произвольных электрических

<sup>1</sup> Отметим, что спектр космических лучей, ускоренных в некотором источнике, может сильно отличаться от спектра, наблюдаемого на Земле [13].

ком  $\mathbf{E}$  и магнитном  $\mathbf{B}$  полях, приведено, например, в [14]:

$$-\frac{d\mathcal{E}^{(-)}}{dt} = \frac{2}{3} \frac{q^4}{m^4} \mathcal{E}^2 [(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})^2 - (\mathbf{E} \mathbf{v})^2], \quad (4)$$

где  $q$  и  $m$  — заряд и масса частицы. С учётом релятивистских уравнений движения (4) может быть представлено [15] в виде

$$-\frac{d\mathcal{E}^{(-)}}{dt} = \frac{2}{3} \frac{q^2}{m^2(1-v^2)} [\mathbf{F}^2 - (\mathbf{F} \mathbf{v})^2].$$

Представим силу  $\mathbf{F}$ , действующую на частицу, как сумму параллельной и перпендикулярной по отношению к скорости частицы  $\mathbf{v}$  составляющих:  $\mathbf{F} = \mathbf{F}_{\parallel} + \mathbf{F}_{\perp}$ , где  $\mathbf{F}_{\perp} \mathbf{v} = 0$ . Тогда

$$-\frac{d\mathcal{E}^{(-)}}{dt} = \frac{2}{3} \frac{q^2}{m^2(1-v^2)} [\mathbf{F}_{\perp}^2 + \mathbf{F}_{\parallel}^2(1-v^2)]. \quad (5)$$

Видно, что второе слагаемое (так называемое *излучение кривизны*, или *изгибное излучение*) подавлено по отношению к первому (*синхротронному излучению*) дополнительной степенью  $(1-v^2)$  и потому в ультрарелятивистском режиме может быть отброшено за исключением случаев, когда первое слагаемое равно нулю или очень мало. Во всех полевых конфигурациях общего вида синхротронные потери преобладают, однако в отдельных специфических конфигурациях, например в режиме  $\mathbf{v} \parallel \mathbf{E} \parallel \mathbf{B}$ , они равны нулю и потери определяются излучением кривизны.

### 2.3. Различные режимы ускорения

Механизмы ускорения могут быть разделены на *диффузные* (стохастические) и *индуктивные* (непосредственные, ускорение за один проход) (см., например, [8]). Основными примерами процессов диффузного ускорения являются фермиевское ускорение первого [16] и второго [17] порядков. В наиболее распространённых сценариях диффузного ускорения частица движется внутри ускорителя и время от времени получает порцию энергии в результате взаимодействия с ударной волной, пересечения границы между слоями, движущимися с разной скоростью [18], или даже в процессе превращения в частицу другого типа [19]. Более подробная информация и ссылки приведены в недавнем обзоре [20].

В индуктивных сценариях частица ускоряется за один проход крупномасштабным электрическим полем, а затем покидает ускоритель. Для этого необходимы сильно упорядоченные на относительно больших масштабах поля; примеры таких механизмов приведены в [21–25]. В зависимости от конфигурации ускоряющего поля удобно разделить сценарии индуктивного ускорения на две группы, в которых соответственно преобладают потери либо на синхротронное излучение (джеты [21]), либо на излучение кривизны (нейтронные звёзды [22] и чёрные дыры [23–25]).

**2.3.1. Диффузное ускорение.** Частица ускоряется эпизодически, а излучает непрерывно, поэтому потери для сценария диффузного ускорения наиболее существенны; они определяются *синхротронным излучением*, поскольку данный режим предполагает неупорядоченную конфигурацию полей:

$$-\frac{d\mathcal{E}^{(-)}}{dt} = \frac{2}{3} \frac{q^2}{R_L^2} \left( \frac{\mathcal{E}}{m} \right)^4 = \frac{2}{3} \frac{q^4}{m^4} \mathcal{E}^2 B^2. \quad (6)$$

Этот режим был изучен в работе [11], где было показано, что независимо от величины эпизодического ускорения, максимальная энергия не превышает (см. приложение П.2)

$$\mathcal{E}_d \simeq \frac{3}{2} \frac{m^4}{q^4} B^{-2} R^{-1}. \quad (7)$$

Диффузные механизмы — самые общие; они могут работать в любой реальной ситуации, допускающей, например, существование ударных волн. Формула (7) не зависит от конкретного механизма ускорения и определяет верхний предел максимальной энергии.

**2.3.2. Индуктивное ускорение в режиме синхротронных потерь.** В этом режиме потери энергии даются выражением (6) и максимальная энергия, определяемая из (2), (3), равна

$$\mathcal{E}_s = \sqrt{\frac{3}{2}} \frac{m^2}{q^{3/2}} B^{-1/2} \eta^{1/2}. \quad (8)$$

Этот механизм предполагает наличие полей, упорядоченных на масштабе порядка размера ускорителя. Такие конфигурации могут присутствовать, например, в струях мощных активных галактик [21].

**2.3.3. Индуктивное ускорение в режиме изгибных потерь.** Потери энергии определяются по формуле (см. приложение П.1)

$$-\frac{d\mathcal{E}^{(-)}}{dt} = \frac{2}{3} \frac{q^2}{r^2} \left( \frac{\mathcal{E}}{m} \right)^4, \quad (9)$$

где  $r$  — радиус кривизны силовых линий, предположительно порядка размера ускорителя. Из (2) находим максимальную энергию:

$$\mathcal{E}_c = \left( \frac{3}{2} \right)^{1/4} \frac{m}{q^{1/4}} B^{1/4} R^{1/2} \eta^{1/4}. \quad (10)$$

Этот механизм предполагает наличие упорядоченных полей специальной конфигурации. Такие поля могут присутствовать в окрестностях нейтронных звёзд и чёрных дыр [22–25].

### 2.4. Сводка формул для максимальной энергии

Максимальная энергия  $\mathcal{E}_{\max}$  (в системе покоя ускорителя), которую может приобрести ядро с атомным номером  $Z$  и массой  $A$  в области размером  $R$ , заполненной магнитным полем  $B$ :

$$\mathcal{E}_{\max}(B, R) = \begin{cases} \mathcal{E}_H(B, R), & B \leq B_0(R), \\ \mathcal{E}_{\text{loss}}(B, R), & B > B_0(R), \end{cases}$$

где

$$B_0(R) = 3,16 \times 10^{-3} [\text{Гс}] \frac{A^{4/3}}{Z^{5/3}} \left( \frac{R}{1 \text{ кпк}} \right)^{-2/3},$$

определяется из (1) и (7), (8) или (10) при условии, что  $\mathcal{E}_H(B, R) = \mathcal{E}_{\text{loss}}(B, R)$ . Условие Хилласа:

$$\mathcal{E}_H(B, R) = 9,25 \times 10^{23} [\text{эВ}] Z \left( \frac{R}{1 \text{ кпк}} \right) \left( \frac{B}{1 \text{ Гс}} \right).$$

Ограничения из потерь на излучение:

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_{\text{loss}}(B, R) &= \mathcal{E}_d(B, R) = \\ &= 2,91 \times 10^{16} [\text{эВ}] \frac{A^4}{Z^4} \left( \frac{R}{1 \text{ кпк}} \right)^{-1} \left( \frac{B}{1 \text{ Гс}} \right)^{-2} \end{aligned}$$

для диффузного ускорения,

$$\mathcal{E}_{\text{loss}}(B, R) = \mathcal{E}_s(B, R) = 1,64 \times 10^{20} [\text{эВ}] \frac{A^2}{Z^{3/2}} \left( \frac{B}{1 \text{ Гс}} \right)^{-1/2}$$

для индуктивного ускорения в режиме синхротронных потерь,

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_{\text{loss}}(B, R) &= \mathcal{E}_c(B, R) = \\ &= 1,23 \times 10^{22} [\text{эВ}] \frac{A}{Z^{1/4}} \left( \frac{R}{1 \text{ кпк}} \right)^{1/2} \left( \frac{B}{1 \text{ Гс}} \right)^{1/4} \end{aligned}$$

для индуктивного ускорения в режиме изгибных потерь. Приложения к конкретным объектам и диаграмма Хилласа приводятся в разделе 4 (см., в частности, рис. 8–12).

Заметим, что критическое значение  $B_0(R)$ , при котором  $\mathcal{E}_H(B, R) = \mathcal{E}_{\text{loss}}(B, R)$ , одинаково для всех трёх механизмов ускорения: в этом случае ларморовский радиус  $R_L$  и размер ускорителя  $R$  равны между собой, а также в рамках нашего приближения, с ними совпадает и радиус кривизны  $r$  линий поля. Таким образом, диффузный режим ускорения в этих условиях совпадает с индуктивным, так как в этом случае частица взаимодействует с ударной волной только один раз; более того, формулы (6) и (9) совпадают и, следовательно, для обоих режимов индуктивного ускорения дают одинаковые потери энергии.

### 3. Магнитные поля в конкретных источниках

В этом разделе мы остановимся на наблюдательной информации о магнитных полях в конкретных источниках, предлагавшихся в качестве возможных ускорителей частиц сверхвысоких энергий [26, 27], которая поможет уточнить их положение на диаграмме Хилласа. Общие методы изучения астрофизических магнитных полей рассмотрены, например, в обзорах [28, 29], однако в конкретных случаях применяются весьма разнообразные подходы, которые упомянуты ниже.

#### 3.1. Нейтронные звёзды, пульсары и магнетары

Магнитные поля нейтронных звёзд — самые сильные из известных во Вселенной. В частности, магнетары (в том числе, аномальные рентгеновские пульсары) могут обладать полями  $B \gtrsim 10^{14}$  Гс, а обычные нейтронные звёзды — полями  $B \sim (10^{11} - 10^{12})$  Гс на масштабе порядка нескольких километров. Наблюдательные основания для этих оценок обсуждаются, например, в работе [30, раздел 6.3]. Отметим также прямой (хотя и не общепринятый) метод измерения  $B$  в нейтронных звёздах, основанный на циклотронных линиях (см. [31, 32]).

#### 3.2. Активные галактики

Для наших целей достаточно использовать упрощённую классификацию активных галактик (см. [33, 34] и подробнее в [35]). Очевидно, что существуют также проме-

жуточные и необычные объекты, которые не вписываются в данную классификацию. И хотя каждый из них в качестве предполагаемого источника космических лучей надо изучать отдельно, можно ожидать, что важные для нас параметры (размеры и магнитные поля) таких объектов можно найти, интерполируя параметры более уверенно классифицируемых активных галактик.

*Сейфертовские галактики* — спиральные галактики, ядра которых имеют яркие эмиссионные линии, относительно слабо излучают в радиодиапазоне и не имеют больших релятивистских джетов; часто в них идёт активное звездообразование.

*Радиогалактики* — мощные в радиодиапазоне эллиптические галактики с релятивистскими джетами. Согласно [36] они делятся на два класса светимости: FRI (менее мощные, джеты ярче вблизи ядра, джеты могут быть изогнуты) и FRII (наиболее мощные прямые джеты ярче в горячих пятнах на их концах).

*Блазары* — точечные объекты с нетепловым спектром, сильно переменные, практически такие же мощные, как и радиогалактики; возможно, являются радиогалактиками, джеты которых направлены в сторону наблюдателя. Их можно разделить на лацетиды (относительно слабые, нет эмиссионных линий; возможно, это аналог FRI-радиогалактик) и оптически сильно переменные квазары (очень мощные, могут иметь эмиссионные линии; возможно, являются аналогом FRII).

Маломощные активные галактики (сейфертовские) гораздо более многочисленны, чем радиогалактики и блазары.

Ускорение может происходить как в центральных областях активных галактик (в непосредственной близости от чёрной дыры и аккреционного диска), так и в протяжённых структурах (джеты, радиоуши, горячие пятна и узелки). Мы будем отдельно обсуждать окрестность чёрной дыры и протяжённые структуры, так как условия ускорения частиц в них сильно различаются. Отметим, что термин "активные ядра галактик" (active galactic nuclei, AGN) обычно используется для описания области, занимающей размер значительно больший, чем чёрная дыра с аккреционным диском, и часто включающей в себя внутренние джеты (а иногда и более масштабные структуры), которые мы рассматриваем отдельно.

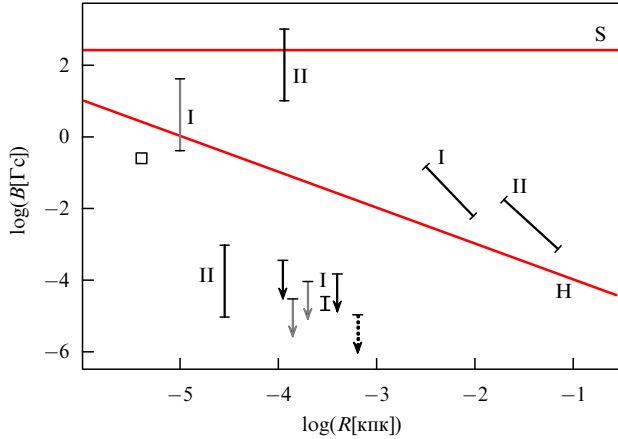
#### 3.2.1. Сверхмассивные чёрные дыры и их окрестности.

Результаты конкретных измерений магнитных полей в центральных областях ядер галактик приведены на рис. 1. Основные методы измерения следующие.

1. *Синхротронное самопоглощение*. Если наблюдается низкоэнергетическое обрезание в радиоспектре компактного источника и можно доказать, что его форма определяется поглощением синхротронных фотонов на самих себе, то магнитное поле может быть оценено с помощью формулы Слыша [45] или её модификаций. Этот метод лучше всего работает для мощных радиосточников с разрешёнными ядерными компонентами [41–44].

2. *Поляриметрия*. Измерения фарадеевского вращения и вызванной им деполаризации позволяют оценить магнитное поле в случае, когда плотность плазмы известна из независимых наблюдений [40].

3. *Эффект Зеемана в мегамазерах*. Мегамазеры — это компактные источники когерентного излучения в молекулярных облаках внутри аккреционного диска или



**Рис. 1.** Диаграмма в координатах размер  $R$ –магнитное поле  $B$  для центральных областей активных галактик: сейфертовских галактик (квадрат и стрелки), FRI радиогалактик (линии ошибок, помеченные "I"), FRII радиогалактик и квазаров (линии ошибок, помеченные "II"). Стрелки — верхние пределы из зеемановского расщепления в мегамазерах (штриховая [37], светлые [38], тёмные [39]). Тёмная (I) вертикальная линия ошибок — фарадеевское вращение [40]. Квадрат [41], светлая (I) вертикальная [42], темные (II) вертикальные [43] и наклонные (I, II) [44] линии ошибок относятся к оценкам с помощью метода синхротронного самопоглощения (см. текст). Допустимая область параметров для ускорения протонов до  $10^{20}$  эВ расположена между линиями H и S (линия H представляет собой ограничение Хилласа, S — ограничение из синхротронных потерь для индуктивного ускорения).

вблизи него. В близких сейфертовских галактиках не наблюдается зеемановского расщепления спектральных линий от мегамазеров, что позволяет ограничить магнитное поле сверху [37–39].

4. *Спектральная линия  $K_{\alpha}$ .* Измерения ширины и профиля этой рентгеновской линии железа могут быть использованы для оценки магнитного поля, хотя современные ограничения являются достаточно слабыми [46].

Прямые измерения не могут дать информации о магнитных полях в окрестности чёрной дыры — на расстоянии порядка нескольких шварцшильдовских радиусов  $R_S$  от центра. В то же время эта область представляет особый интерес, так как теоретически мотивированные конфигурации электромагнитного поля допускают в ней режим, в котором доминируют малые изгибные, а не большие синхротронные потери. Недостаточное понимание структуры поля в аккреционном диске приводит к неопределённости в восстановлении величины магнитного поля  $B_{ВН}$  вблизи горизонта чёрной дыры (см. работу [47], в которой приведён обзор моделей, используемых для экстраполяции). Прямые оценки  $B_{ВН}$ , таким образом, не только весьма немногочисленны, но и модельно зависимы.

С другой стороны, физические характеристики области, непосредственно примыкающей к чёрной дыре, в частности поле  $B_{ВН}$  вблизи горизонта, сильно зависят от массы дыры  $M_{ВН}$ . Консервативная оценка  $B_{ВН}$  сверху может быть получена из требования, чтобы максимальная скорость извлечения вращательной энергии не превышала эддингтоновской светимости [48] (см. подробнее [49]):

$$B_{ВН} \lesssim 3,2 \times 10^8 \left( \frac{M_{ВН}}{M_{\odot}} \right)^{-1/2} \text{ Гс}. \quad (11)$$

Другая оценка [50, 51] использует баланс давлений (давление излучения равно магнитному давлению):

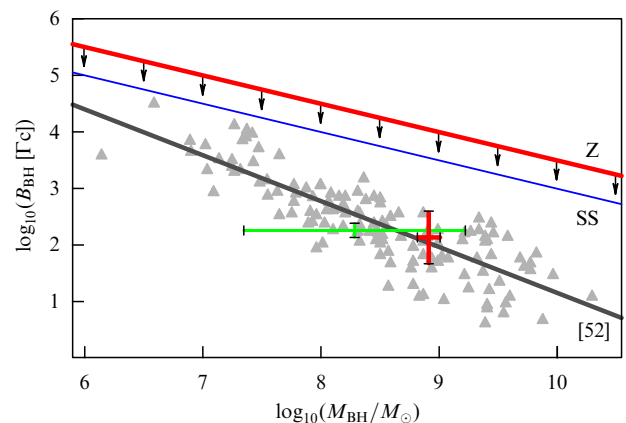
$$B_{ВН} \sim 10^8 \left( \frac{M_{ВН}}{M_{\odot}} \right)^{-1/2} \text{ Гс}. \quad (12)$$

Эффективный метод получения соотношения между  $M_{ВН}$  и  $B_{ВН}$  был найден в [52] в рамках конкретной (не общепринятой) теоретической модели, в которой  $M_{ВН}$  и  $B_{ВН}$  связаны с наблюдаемой светимостью на длине волны 5100 Å. Этот метод даёт более низкие значения  $B_{ВН}$ , чем формула (12):

$$\log \left( \frac{B_{ВН}}{1 \text{ Гс}} \right) = (9,26 \pm 0,39) - (0,81 \pm 0,05) \log \left( \frac{M_{ВН}}{M_{\odot}} \right), \quad (13)$$

где значения коэффициентов взяты непосредственно из [52], а ошибки мы оценили, используя данные из этой работы. Эти оценки приведены на рис. 2.

В двух случаях достаточно надёжные модельно независимые оценки  $B_{ВН}$  были получены [44] из измерения синхротронного самопоглощения на различных расстояниях от чёрной дыры вплоть до расстояния 0,1 пк и экстраполяции до  $R_S$  [44]. Соответствующие две точки с экспериментальными ошибками приведены на рис. 2. Мы оценили для них  $M_{ВН}$  и нашли, что оба значения находятся в хорошем соответствии с формулой (13), хотя точность таких оценок невелика. Точка с жирными линиями ошибок — оценка для FRI-радиогалактики 3C 465, полученная из дисперсии звёздных скоростей, приведённой в базе данных HyperLeda [53]. Точка с тонкими линиями ошибок — оценка для FRII-радиогалактики 3C 111, полученная с использованием измеренной 2MASS (Two Micron All Sky Survey) звёздной величины в  $K_s$ -диапазоне из базы данных NED (NASA/Infrared Processing and Analysis Center (IPAC) Extragalactic Database). (Подробнее о методах оценки см. [12].)



**Рис. 2.** Поле  $B_{ВН}$  у горизонта чёрной дыры массой  $M_{ВН}$ . Треугольники — модельно зависимые оценки [52], линия, помеченная "[52]" — их описание формулой (13). Две точки с экспериментальными ошибками соответствуют оценкам  $B_{ВН}$  из [44], полученным с использованием синхротронного самопоглощения: точка с жирными линиями ошибок — FRI-радиогалактика 3C 465, точка с тонкими линиями ошибок — FRII-радиогалактика 3C 111, оценка с использованием звёздной величины в  $K_s$ -диапазоне [54] (см. текст). Линия SS — оценка Шакуры–Сюняева (12), линия Z — консервативный верхний предел Знака (11), используемый в наших оценках максимальной энергии ускоряемых частиц.

Ниже для оценки  $V_{\text{ВН}}$  по  $M_{\text{ВН}}$  мы будем использовать консервативный верхний предел (11) — реалистичные значения  $V_{\text{ВН}}$  меньше на 1–2 порядка величины. Это предположение является консервативным для наших целей, так как для изгибного излучения увеличение  $V$  всегда приводит к возрастанию  $\mathcal{E}_{\text{max}}$ .

Размер потенциальной области ускорения  $R$ , занятой полями  $\mathbf{E} \parallel \mathbf{B}$ , порядка  $R_S$ , так что как  $R$ , так и  $V$  определяются единственным параметром  $M_{\text{ВН}}$ , что позволяет выразить максимальную энергию через  $M_{\text{ВН}}$ , используя результаты, приведённые в разделе 2.4. Полагая

$$R \sim 5R_S \approx 5 \times 10^{-5} \frac{M_{\text{ВН}}}{10^8 M_\odot} \text{ пк}, \quad (14)$$

находим, что для любой разумной массы  $M_{\text{ВН}}$  (от  $\sim 10^6 M_\odot$  для обычных галактик и от  $(10^7 - 10^8) M_\odot$  для сейфертовских галактик до  $(10^9 - 10^{10}) M_\odot$  для мощных радиогалактик и квазаров) максимальная энергия для ядер галактик определяется радиационными потерями, а не геометрией:

$$\mathcal{E}_{\text{max}} = \mathcal{E}_c \approx 3,7 \times 10^{19} \frac{A}{Z^{1/4}} \left( \frac{M_{\text{ВН}}}{10^8 M_\odot} \right)^{3/8} \text{ эВ}. \quad (15)$$

Это общее ограничение представлено на рис. 3 для различных ядер ( $A, Z$ ), где для сравнения приведены также результаты численного моделирования ускорения частиц вблизи чёрной дыры [25].

Детали ускорения космических лучей и потери на излучение могут зависеть от скорости и способа аккреции, свойств окружающей чёрную дыру среды и т.д. Однако здесь нас интересует верхняя оценка максимальной энергии, которой может достичь космическая частица и которая, как мы только что показали, определяется массой  $M_{\text{ВН}}$ .

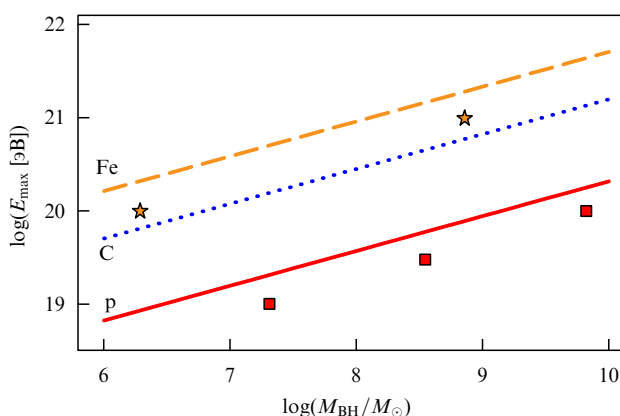
**3.2.2. Струи и выбросы активных галактик.** Ядра активных галактик питают крупномасштабные (от субпарсековых до мегапарсековых) более или менее прямолинейные выбросы — релятивистские (в мощных радиогалак-

тиках, блазарах и квазарах) или нерелятивистские (в сейфертовских галактиках). Угловое разрешение изображений, получаемых в радио- и рентгеновском диапазонах, в последние годы значительно улучшилось, что позволило более подробно изучать и моделировать физические условия в джетах. Следуя [55, 56], приведём краткий обзор современных представлений об условиях в джетах.

Сейфертовские галактики часто обладают внешними структурами, как правило, не коллимированными и не релятивистскими; их часто определяют как "выбросы", оставляя термин "струи", или "джеты", для сильноколлимированных релятивистских потоков. Рентгеновское излучение этих выбросов хорошо описывается тепловым законом (иногда оно связывается с областями звездообразования в этих потоках [57]).

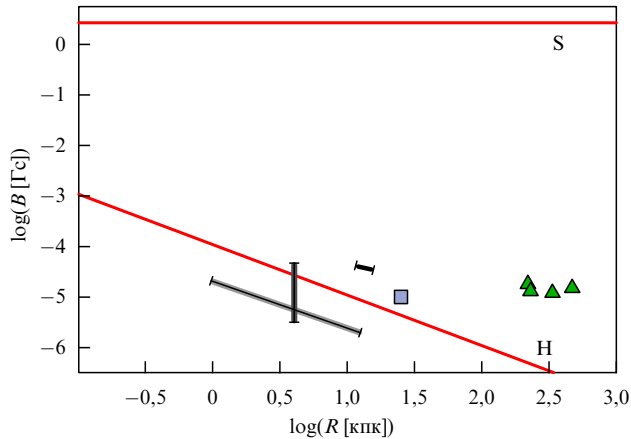
Релятивистские джеты, характеризующиеся нетепловым излучением в рентгеновском диапазоне, сейчас подробно изучены. Джеты пространственно разделены на компоненты; в джетах близких галактик (Сен А) можно различить внутренние и внешние слои и яркие пятна (узелки). Обычно предполагается, что все джеты подпитываются из центральной чёрной дыры. На масштабах, меньших 1 пк, основной вклад в поток энергии определяется магнитным полем, но на масштабах порядка 1 пк начинает преобладать энергия релятивистских частиц. Излучение источников со слабой светимостью (FRI-радиогалактики и лацертиды) адекватно описывается синхротронными моделями в области от радиодиапазона до рентгеновского диапазона; их джеты замедляются газом, который они приводят в движение, и рассеиваются на концах. В джетах наиболее мощных FRII-радиогалактик и квазаров поток энергии переносится прямо до горячих пятен; для описания их спектра требуется дополнительная (например, комптоновская) компонента. Сопоставление наблюдений в радио- и рентгеновском диапазонах достаточно надёжно указывает на то, что излучение FRI-джетов связано с ускоряющимися частицами и ускорение этих частиц происходит не только в конечном числе ударных волн, но и (с помощью некоторого распределённого механизма) вдоль всего джета [58, 59]. Довольно редко релятивистские джеты встречаются и в наиболее мощных сейфертовских галактиках. В этих случаях они во многом напоминают джеты FRI-радиогалактик [56]. Модели широкополосного спектрального распределения энергии позволяют ограничить магнитное поле — ключевой параметр синхротронного излучения. Эти оценки зависят также от плотности электронов; имеющееся вырождение обычно устраняется с помощью предположения о равномерном распределении или посредством одновременного измерения комптоновской компоненты, когда это оказывается возможным. Если оценки параметров приводятся с ошибками, то эти ошибки включают в себя соответствующие неопределённости. Некоторые из таких оценок [56, 60–63] представлены на рис. 4. В ряде случаев было доказано наличие упорядоченных полей в джетах, что допускает возможность индуктивного ускорения (см., например, [21]).

**3.2.3. Узелки, горячие пятна и радиоуши мощных активных галактик.** В релятивистских струях могут наблюдаться внутренние ударные волны (узелки) и терминальные ударные волны (горячие пятна); протяжённые обла-



**Рис. 3.** Ограничение сверху на максимальную энергию протонов (сплошная линия), ядер углерода (пунктирная линия) и железа (штриховая линия) для ускорения вблизи чёрной дыры в режиме изгибных потерь (формула (15)). Квадратами (для протонов) и звёздочками (для ядер железа) показаны результаты численного моделирования ускорения в рамках конкретного механизма (см. рис. 5 и 10 из работы [52] и условие (11) настоящей статьи).





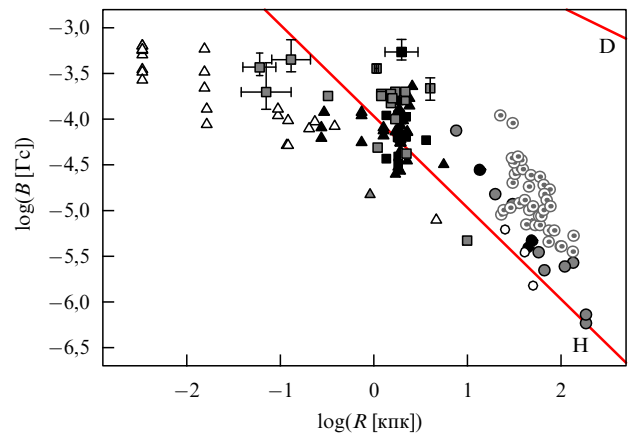
**Рис. 4.** Диаграмма  $R-B$  для выбросов и струй отдельных активных галактик. Сейфертовским галактикам соответствует светлая наклонная линия ошибок (данные из [56]), вертикальная линия ошибок [60] и тёмная наклонная линия ошибок [61]. Квадрат соответствует FRI-радиогалактике [62], треугольники — струям квазаров [63]. Допустимая область параметров для ускорения протонов до энергии  $10^{20}$  эВ расположена между линиями H, которая представляет собой ограничение Хилласа, и S — ограничением из синхротронных потерь для индуктивного ускорения.

сти внегалактического пространства, подпитываемые струей, называют радиоушами. Эти области обычно отсутствуют у маломощных активных галактик (сейфертовских): узелки наблюдаются в основном в джетах FRI-радиогалактик и квазаров, радиоуши типичны для радиогалактик, горячие пятна представлены в наиболее мощных FRII-радиогалактиках и квазарах. Магнитные поля в них обычно определяются либо из данных по рентгеновскому синхротронному излучению (в предположении равномерного распределения энергии), либо из сочетания наблюдений комптоновского и синхротронного излучения на разных частотах (что позволяет избежать предположения о равномерном распределении, которое, однако, в конечном счёте оказывается хорошим приближением [64])<sup>2</sup>. На рисунке 5 приведены результаты таких оценок.

### 3.3. Области звездообразования и галактики со вспышечным звездообразованием

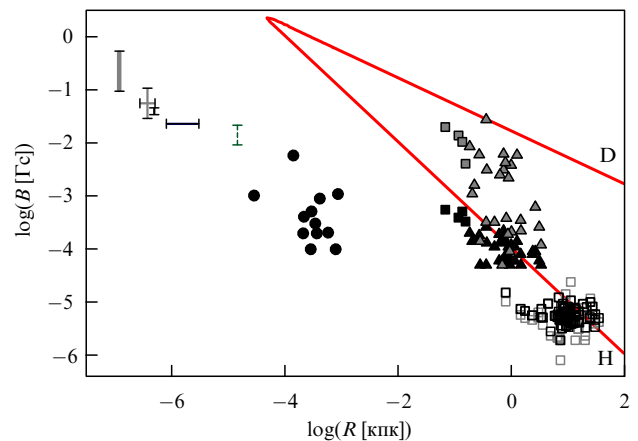
Измерить магнитное поле в галактических областях звездообразования можно по зеемановскому расщеплению линий в мазерах в околозвёздных дисках [69–72] и поляриметрии в инфракрасном диапазоне [73]. Такие области в нашей Галактике никогда не рассматривались в качестве возможных областей ускорения космических частиц сверхвысоких энергий, однако точная информация об их магнитных полях оказывается полезной при оценке полей в значительно больших по размеру областях звездообразования в галактиках со вспышечным звездообразованием (starburst (SB) galaxies), где частицы могут ускоряться до очень больших энергий ударными волнами при взрывах сверхновых [74]. Маг-

<sup>2</sup> Интересным является подход к определению магнитного поля в узелке в M87 [65], использующий зависимость величины энергетических потерь от энергии в предположении, что преобладают потери на синхротронное излучение. Получающееся значение поля ( $\sim 0,6$  мГс) неплохо согласуется с оценками, основанными на предположении о равномерном распределении.



**Рис. 5.** Диаграмма  $R-B$  для узелков (треугольники), горячих пятен (квадраты) и радиоушей (кружки) отдельных мощных активных галактик. Чёрные символы соответствуют квазарам и блазарам, серые — FRII-радиогалактикам, полые символы — FRI-радиогалактикам (данные из [66], рентгеновские наблюдения в предположении равномерного распределения). Квадраты с линиями ошибок — оценки [67], серые кружки с точками — FRII-радиоуши [68] (сравнение радио- и рентгеновских измерений без предположения о равномерном распределении). Допустимая область параметров для ускорения протонов до энергии  $10^{20}$  эВ расположена между линиями H (ограничение Хилласа) и D (ограничение из синхротронных потерь для диффузного ускорения).

нитные поля в этих областях определяются косвенно (рис. 6). Ряд аргументов в пользу более сильных (соответствующих равномерному распределению энергии) полей в них высказан в [75], однако экстраполяция измерений в Галактике указывает на более низкие оценки (полученные по методу минимальной энергии).



**Рис. 6.** Диаграмма  $R-B$  для областей звездообразования в Галактике ( $R \lesssim 1$  пк) и в SB-галактиках ( $R \gtrsim 0,1$  кпк). Линии ошибок — измерение зеемановского расщепления в мазерах: светлые сплошные [69]; тёмная сплошная вертикальная [70], тёмная сплошная горизонтальная [71], штриховая вертикальная [72]. Чёрные кружки — субмиллиметровая поляриметрия [73]. Данные для обычных галактик (полые квадраты), SB-галактик (треугольники) и экстремальных SB-галактик (тёмные квадраты) взяты из [75]. Чёрные символы — оценка по методу минимальной энергии, серые символы — по методу равномерного распределения энергий. Допустимая область параметров для ускорения протонов до  $10^{20}$  эВ расположена между линиями H (ограничение Хилласа) и D (ограничение из синхротронных потерь для диффузного ускорения).

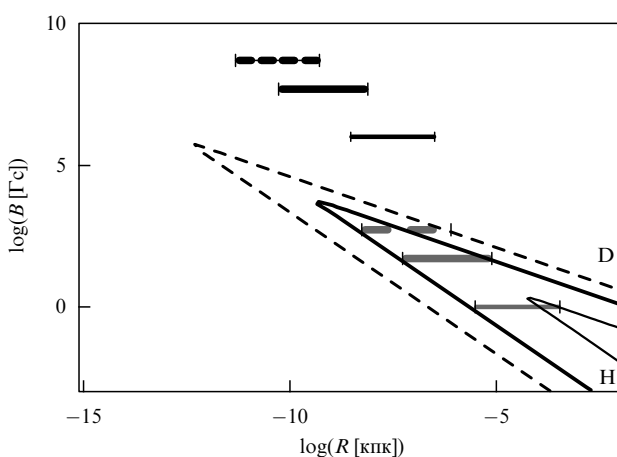
### 3.4. Космические гамма-всплески

При оценке магнитного поля в космических гамма-всплесках (GRB) предполагается, что гамма-излучение является следствием синхротронного излучения релятивистских электронов (см. обсуждение и ссылки в работе [76], где приводятся оценки  $B \sim 10^6$  Гс для  $R \sim 10^{13} - 10^{15}$  см (область немедленного излучения) и  $B \sim 1$  Гс для  $R \sim 10^{16} - 10^{18}$  см (область послесвечения), мы предполагаем, что эти оценки сделаны в системе покоя наблюдателя). Предположение о синхротронном происхождении излучения основано на измерениях спектра и кривой блеска области послесвечения и наблюдениях сильнополяризованных областей немедленного излучения (см. [76]). Другие, несколько более высокие оценки, получаются по методу [10] (см. также [77]) из полной светимости GRB в предположении, что энергия магнитного поля  $\mathcal{E}_m$  составляет долю  $\epsilon_m < 1$  энергии излучения  $\mathcal{E}_{rad}$ . Однако эта оценка сильно зависит от предположения о направленности излучения.

В рамках нашего подхода можно оценить максимальную энергию ускоряемых частиц  $\mathcal{E}_{max}$  в системе покоя ускорителя из выражений раздела 4 для ускорения ударными волнами (диффузного). Однако оболочки GRB — ультрарелятивистские (лоренц-фактор  $\Gamma \sim 100$  (см., например, [78])), так что  $\mathcal{E}_{max}$  в системе покоя следует умножить на  $\Gamma$ , для того чтобы получить максимальную энергию в лабораторной системе. Результаты приведены на рис. 7, который для случая гамма-всплесков более информативен, чем сводная диаграмма Хилласа из раздела 4. Заметим, что при больших  $\Gamma$  максимальная энергия определяется взаимодействием с тепловыми фотонами и убывает как  $\Gamma^{-1}$  [10].

### 3.5. Скопления и сверхскопления галактик и крупномасштабные пустоты

Данные о магнитных полях в скоплениях галактик получены в основном из наблюдения их протяжённого радио- и рентгеновского излучения (см., например, [28,



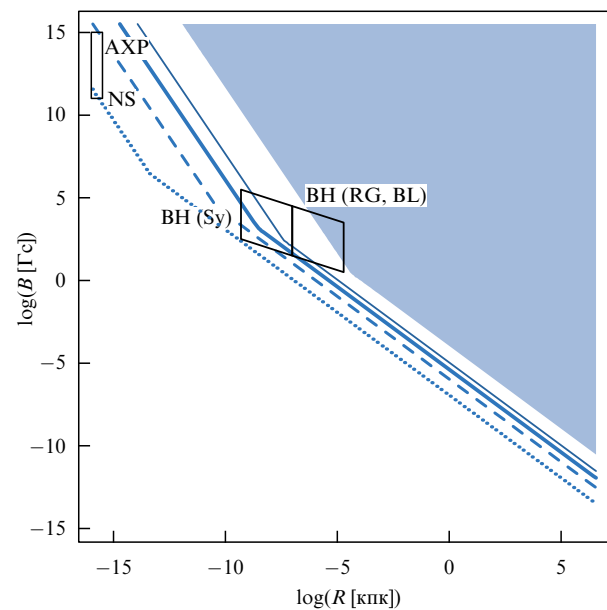
**Рис. 7.** Диаграмма  $R-B$  для гамма-всплесков. Горизонтальные линии ошибок — оценки [76] в предположении синхротронного происхождения немедленного гамма-излучения (тёмные) и послесвечения (светлые). Допустимые области параметров для ускорения протонов до энергии  $10^{20}$  эВ определяются тремя парами линий H и D, (нижние линии (H) — ограничение Хилласа, верхние (D) — ограничения из синхротронных потерь для диффузного ускорения). Штриховые линии соответствуют лоренц-фактору  $\Gamma = 500$ , жирные —  $\Gamma = 50$ , тонкие —  $\Gamma = 1$ .

79, 80]. Оценки, основанные на равномерном распределении энергии (см. [81, 82]), так же как и оценки, предполагающие комптоновское рассеяние на фотонах реликтового излучения, приводят к значениям  $B \sim 0,1 - 1$  мкГс на масштабе в несколько мегапарсек, в то время как измерения фарадеевского вращения (см. [83–85]) указывают на несколько более высокие поля,  $B \sim 1 - 5$  мкГс. Модельно зависимое численное моделирование остаётся основным источником информации о возможных магнитных полях на масштабах  $R \sim 100$  Мпк, в особенности в пустотах; оценки варьируются от  $B \sim 10^{-11}$  Гс [86] до  $B \sim 10^{-8}$  Гс [87].

## 4. Выводы и обсуждение

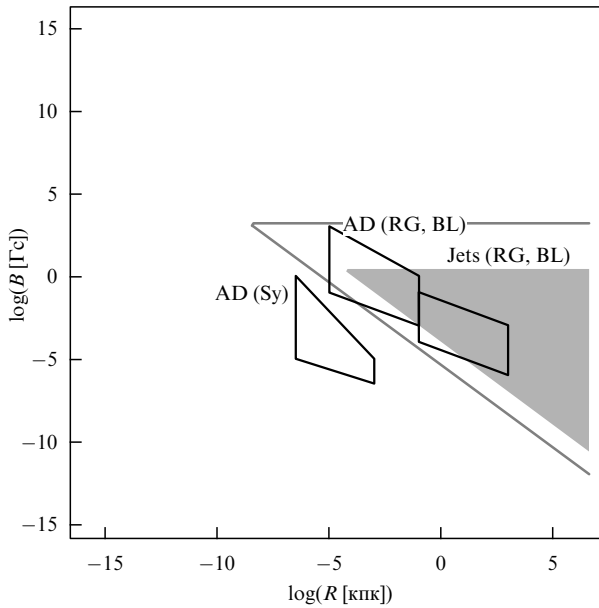
Используя результаты, полученные в разделе 3, и ограничения максимальной энергии из раздела 2.4, мы обновили диаграмму Хилласа, дополнив её ограничениями, связанными с потерями энергии на излучение. На рисунках 8–10 представлены ограничения для различных режимов ускорения, а сводные обновлённые диаграммы Хилласа приведены на рис. 11, 12.

Наиболее слабые ограничения соответствуют индуктивному ускорению в режиме, в котором доминируют потери на изгибное излучение (см. рис. 8). Ограничения для индуктивного ускорения с синхротронными поте-



**Рис. 8.** Диаграмма  $R-B$  с ограничениями, следующими из геометрии и радиационных потерь, для режима, в котором основные потери связаны с излучением кривизны. Это режим наименьших потерь, поэтому соответствующие ограничения — самые слабые. Отмечены области параметров, соответствующие объектам, в которых этот режим может реализовываться: окрестностям нейтронных звёзд (NS), аномальных рентгеновских пульсаров и магнетаров (AXP) и сверхмассивных центральных чёрных дыр (BH) активных галактик — от маломощных сейфертовских (Sy) до мощных радиогалактик (RG) и блазаров (BL). Затемнённая область — область параметров, в которой возможно ускорение протонов до энергии  $10^{20}$  эВ. Линии ограничивают снизу разрешённые области параметров для протонов с энергией  $10^{19}$  эВ (тонкая сплошная линия), ядер железа с энергией  $10^{20}$  эВ (толстая сплошная), протонов с энергией  $10^{18}$  эВ (штриховая) и протонов с энергией  $10^{17}$  эВ (пунктирная). Правые части линий соответствуют ограничению Хилласа, а левые (с большим наклоном) — ограничениям из потерь на излучение.

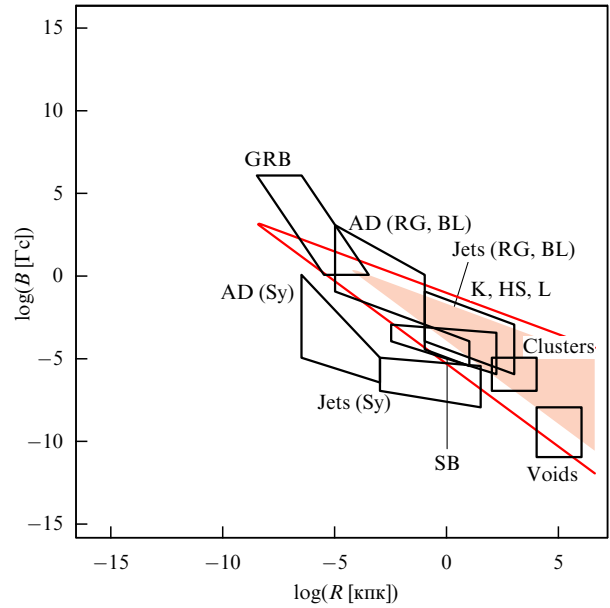




**Рис. 9.** Диаграмма  $R$ – $B$  с ограничениями из геометрии и радиационных потерь для индуктивного ускорения в режиме, в котором основные потери связаны с синхротронным излучением. Отмечены области параметров, соответствующие объектам, в которых этот режим может реализовываться: центральным парсекам (AD) активных галактик — от маломощных сейфертовских (Sy) до мощных радиогалактик (RG) и блазаров (BL) — и релятивистским струям (jets) мощных активных галактик. Затемнённая область соответствует области параметров, в которой возможно ускорение протонов до энергий  $10^{20}$  эВ. Светлые линии ограничивают разрешённую область параметров для ускорения ядер железа до энергии  $10^{20}$  эВ. Нижние границы разрешённых областей определяются ограничением Хилласа, а верхние (горизонтальные) — ограничениями из потерь на излучение. Все величины приведены в системе покоя ускорителя; для перехода в лабораторную систему для релятивистских струй максимальную энергию надо умножить на лоренц-фактор струи (характерные значения от  $\sim 10$  для лептонных струй до  $\sim 100$  для адронных [10]).

рями, в основном применимые к внутренним и внешним струям активных галактик, приведены на рис. 9, а ограничения для наиболее общего диффузного ускорения — на рис. 10. На рисунке 11 представлена обновлённая диаграмма Хилласа с ограничениями для ускорителей протонов до энергии  $10^{20}$  эВ, а на рис. 12 — та же диаграмма с ограничениями для ускорителей ядер железа до энергии  $10^{20}$  эВ.

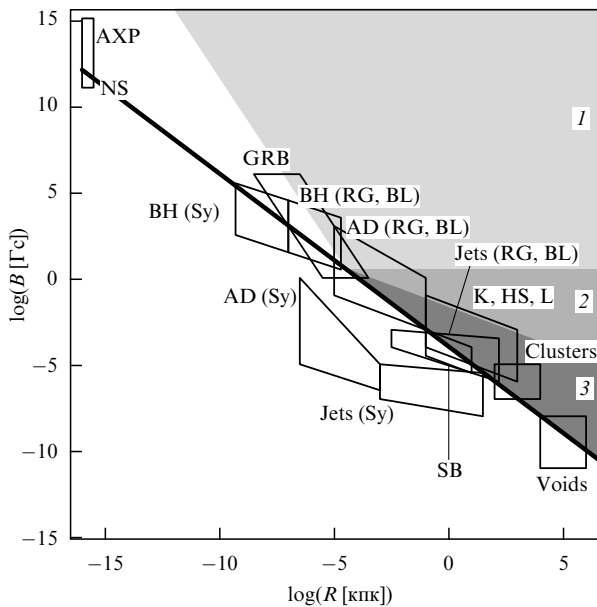
Ограничения для нейтронных звёзд получены на основе результатов, приведённых в разделе 3.1; даже для наиболее благоприятных режимов ускорения эти объекты не могут быть ускорителями частиц сверхвысоких энергий. В активных галактиках могут работать различные режимы ускорения. Вблизи от центральной чёрной дыры (на расстояниях до нескольких  $R_S$ ) конфигурация полей такова, что может работать механизм индуктивного ускорения, а основные потери энергии обусловлены изгибным излучением. На рисунках 8, 11, 12 эти области обозначены как "ВН"; параметры соответствуют соотношениям (11) и (14). Первое из них определяет ограничение сверху на поле, поэтому на соответствующих сводных рисунках области продлены на два порядка вниз по  $B$  (ср. рис. 2). На расстояниях, превышающих несколько  $R_S$ , условие  $\mathbf{E} \parallel \mathbf{B}$  для полей более не выполняется, однако поля могут оставаться



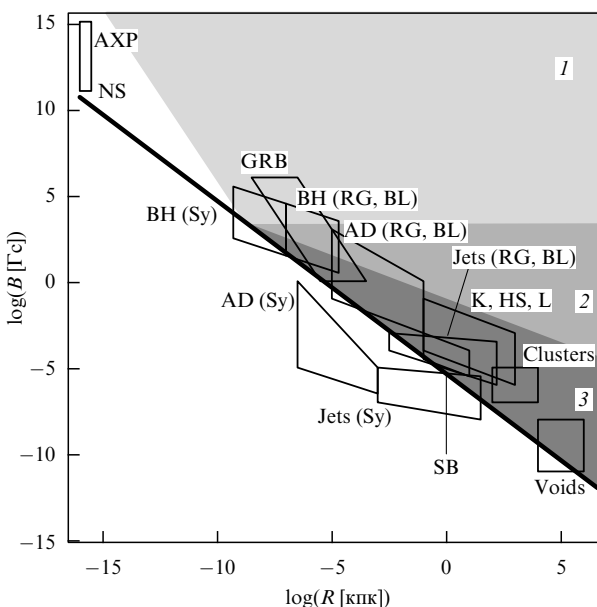
**Рис. 10.** Диаграмма  $R$ – $B$  с ограничениями из геометрии и радиационных потерь для диффузного ускорения (основные потери связаны с синхротронным излучением). Отмечены области параметров, соответствующие объектам, в которых этот режим может реализовываться: центральным парсекам (AD) активных галактик от маломощных сейфертовских (Sy) до мощных радиогалактик (RG) и блазаров (BL); релятивистским струям (jets), узелкам (K), горячим пятнам (HS) и радиоушам (L) мощных активных галактик (RG и BL); нерелятивистским выбросам маломощных активных галактик (Sy); SB-галактикам; гамма-всплескам (GRB); скоплениям галактик (clusters) и крупномасштабным пустотам (voids). Затемнённая область соответствует области параметров, в которой возможно ускорение протонов до энергии  $10^{20}$  эВ. Светлые линии ограничивают разрешённую область параметров для ускорения ядер железа до энергии  $10^{20}$  эВ. Нижние границы разрешённых областей определяются ограничением Хилласа, а верхние — ограничениями из потерь на излучение. Все величины приведены в системе покоя ускорителя; для перехода в лабораторную систему для релятивистских струй и оболочек GRB максимальную энергию надо умножить на лоренц-фактор струи (характерные значения от  $\sim 10$  для лептонных струй до  $\sim 100$  для адронных струй и GRB [10]).

упорядоченными и во внутренних джетах. Для этих областей активных ядер галактик (AGN) размерами в несколько парсек (обозначенных как "AD" на рис. 9–12) мы используем оценки величин полей, представленные на рис. 1. Для протяжённых областей активных галактик (джеты, узелки, горячие пятна и радиоуши) мы используем оценки, приведённые на рис. 4, 5. Для SB-галактик приведённая на сводных рисунках область параметров включает в себя оценки как из равномерного распределения, так и по методу минимальной энергии (см. рис. 6). На сводных графиках для GRB представлены оценки, связанные с синхротронным излучением, для внутренних и внешних ударных волн (см. рис. 7). Оценки полей для скоплений, сверхскоплений и пустот следуют из результатов, приведённых в разделе 3.5.

Обсуждаемые ограничения, показанные на диаграмме Хилласа, являются необходимыми, но их следует дополнить и другими ограничениями, перечисленными в начале раздела 2. Отметим, что взаимодействие ускоренных частиц с окружающими фотонами накладывает важные ограничения на максимально достижимые энергии. Взаимодействие с космическим микроволно-



**Рис. 11.** Диаграмма Хилласа с ограничениями из геометрии и потерь на излучение для ускорителей протонов до энергии  $10^{20}$  эВ. Жирная линия — нижняя граница области параметров, разрешённой критерием Хилласа. Области 1–3 разрешены также и ограничениями из радиационных потерь: 1 — лишь для индуктивного ускорения с изгибными потерями, 2 — также для индуктивного ускорения с синхротронными потерями; 3 — как для индуктивного, так и для диффузного ускорения. Обозначения областей, соответствующих отдельным классам объектов, те же что и на рис. 8–10.



**Рис. 12.** То же, что на рис. 11, но для ускорителей ядер железа энергии  $10^{20}$  эВ. Основное отличие от рис. 11 состоит в том, что ускорение ядер железа до  $10^{20}$  эВ возможно (в отличие от протонов) в ядрах маломощных активных галактик, например сейфертовских.

вым фоновым излучением особенно важно для больших,  $R \gtrsim 1$  Мпк, источников (уши радиогалактик, скопления и пустоты), тогда как для сильно излучающих объектов (GRB и AGN) большую роль играет взаимодействие частиц с собственным излучением источников. Эти ограничения (не обсуждаемые здесь детально) определяют набор возможных ускорителей космических лучей

сверхвысоких энергий<sup>3</sup>. Для диффузного механизма ускорения в ударной волне эти ограничения были изучены в работе [9].

Максимальную энергию частиц, ускоряемых в окрестностях сверхмассивных чёрных дыр, можно ограничить сверху с помощью одного-единственного параметра — массы чёрной дыры  $M_{\text{BH}}$ . Мы используем верхний предел магнитного поля,  $B_{\text{BH}}$ , который, вероятно, на один-два порядка выше, чем реальное значение, так что наша оценка (15) является достаточно консервативной и слабо зависит ( $\sqrt{R/R_S}$ ) от размера области, в которой происходит ускорение.

Ясно, что хотя мы стараемся сделать все ограничения как можно менее модельно зависимыми, их надо рассматривать как оценки по порядку величины (на самом деле, часто точность определения магнитного поля в астрофизическом объекте и составляет порядок величины). Для некоторых специальных конфигураций полей эти ограничения могут нарушаться. Примером такой конфигурации является линейный ускоритель, у которого радиус кривизны  $r$  линий поля превышает размер источника  $R$ ; тогда в соотношении (9)  $R$  следует заменить радиусом  $r$ . Если магнитное поле быстро меняется в пределах ускорителя, то эти оценки надо использовать с осторожностью. В таком случае требуется более подробное моделирование процесса ускорения и энергетических потерь.

Одним из наиболее важных наших выводов является утверждение о том, что слабые активные галактики (сейфертовские галактики) не могут ускорять протоны до энергий  $\gtrsim 5 \times 10^{19}$  эВ. Действительно, если в таких галактиках имеются протяжённые структуры (выбросы), то магнитное поле в них является настолько слабым, что не удовлетворяет критерию Хилласа (даже для очень редких релятивистских джетов) (см. рис. 4). То же самое верно и для аккреционных дисков, в которых величина поля ограничена тем, что в мегамазерах не наблюдается зеемановского расщепления (см. рис. 1). Наиболее благоприятные условия ускорения соответствуют окрестности (размером в несколько  $R_S$ ) центральной чёрной дыры, для которой верхний предел максимальной энергии определяется формулой (15). Сейфертовские галактики,  $M_{\text{BH}} \lesssim (10^7 - 10^8) M_{\odot}$ , не могут ускорять протоны до энергии  $\sim 10^{20}$  эВ. Тем не менее если плотность фотонов достаточно низка, то эти (и только эти) центральные части сейфертовских галактик могут в принципе ускорять протоны до энергии  $\sim 10^{18}$  эВ и тяжёлые ядра до энергии  $\sim 10^{20}$  эВ.

Хотя тяжёлые ядра, в отличие от протонов, встречаются в источниках редко, маломощные сейфертовские галактики являются гораздо более многочисленными, по сравнению с мощными радиогалактиками и блазарами, так что ядра, ускоренные в них, могут составлять существенную часть потока космических лучей сверхвысоких энергий.

## 5. Заключение

В статье проведён анализ ограничений на астрофизические ускорители сверхвысоких энергий и представлена

<sup>3</sup> Протон–гамма-взаимодействия не только обуславливают диссипацию, но и иногда, кроме того, могут дополнительно ускорить частицу [19].

диаграмма Хилласа, дополненная ограничениями, связанными с потерями энергии на излучение, и обновлённая с привлечением последних астрофизических данных. В отличие от других исследователей, мы подчёркиваем, что активные галактики занимают значительную область на диаграмме и лишь наиболее мощные из них (радиогалактики, квазары и лацетиды) способны ускорять протоны до сверхвысоких энергий. Если частицы космических лучей сверхвысоких энергий ускоряются вблизи чёрных дыр активных ядер галактик, то наиболее выгодным является индуктивный механизм ускорения, при котором потери энергии обусловлены изгибным излучением. Другими возможными ускорителями сверхвысоких энергий являются джеты, радиоуши, узелки и горячие пятна мощных активных галактик, галактики со вспышечным звездообразованием и ударные волны в скоплениях галактик. Ускорение частиц в ударных волнах масштабов сверхскоплений, гамма-всплесках и внутренних частях активных галактических ядер требует учёта дополнительных ограничений, связанных с р-взаимодействиями, которые в данной статье не рассматриваются. Тяжёлые ядра, в отличие от протонов, могут ускоряться до сверхвысоких энергий в областях, находящихся вблизи ядер маломощных активных галактик. Так как эти галактики многочисленны, соответствующий вклад в общий поток космических лучей сверхвысоких энергий может быть значительным; в этом случае первичные космические лучи сверхвысоких энергий могут иметь смешанный состав.

Авторы признательны Д. Горбунову, С. Гуреву, В. Лукашу, А. Неронову, С. Попову, Д. Семикозу и А.М. Хилласу за интересные обсуждения. В работе были использованы интернет-сервисы [53, 54]. Работа частично поддержана грантами РФФИ 07-02-00820 и 09-07-08388 (СТ), грантом Президента РФ НШ-1616.2008.2 (СТ), Федеральным агентством по науке и инновациям в рамках государственных контрактов 02.740.11.0244 (СТ) и 02.740.11.5092 (КП и СТ), а также фондом "Династия".

## 6. Приложение.

### Вывод некоторых результатов из электродинамики

#### П.1. Потери энергии при изгибном излучении

Рассмотрим частицу, движущуюся вдоль изогнутых линий поля (см. [88]). Частица имеет продольную компоненту скорости ( $v_{\parallel} \parallel \mathbf{B}$ ) и дрейфовую компоненту ( $v_d \perp \mathbf{B}$ ). Наличие скорости дрейфа приводит к возникновению силы Лоренца, которая изгибает траекторию частицы, приближая её к линиям поля. Для релятивистской частицы

$$v_d = \frac{v_{\parallel}^2 m}{qBr} \left( \frac{\mathcal{E}}{m} \right),$$

тогда сила Лоренца

$$\mathbf{F}_L = q[\mathbf{v}_d \times \mathbf{B}],$$

$$F_L = \frac{v_{\parallel}^2 m}{r} \left( \frac{\mathcal{E}}{m} \right).$$

Потери энергии определяются формулой (5), которую можно представить в виде

$$\frac{d\mathcal{E}}{dt} = \frac{2q^2}{3m^2(1-v^2)} [F^2 - (\mathbf{Fv})^2].$$

В рассматриваемом режиме  $\mathbf{Fv} = 0$ , следовательно,

$$\frac{d\mathcal{E}}{dt} = \frac{2q^2 v_{\parallel}^4}{3r^2} \left( \frac{\mathcal{E}}{m} \right)^4.$$

В ультрарелятивистском пределе  $v_{\parallel} \rightarrow c$  получаем формулу (9).

#### П.2. Максимальная энергия при диффузном ускорении

Рассмотрим поток частиц, распространяющийся в пространстве с магнитным полем (см. [11]). Ускоряемая частица получает энергию посредством повторяющихся актов взаимодействия с потоком. После каждого взаимодействия частица описывает траектории вдоль ларморовского круга, при этом излучая энергию, а значит, замедляясь, в соответствии с формулой (6), следовательно:

$$\int_{\mathcal{E}_0}^{\mathcal{E}} \frac{d\mathcal{E}}{\mathcal{E}^2} = -\frac{2q^4}{3m^4} \int_0^R B^2(x) dx,$$

отсюда

$$\frac{1}{\mathcal{E}} = \frac{1}{\mathcal{E}_0} + \frac{2q^4}{3m^4} \int_0^R B^2(x) dx.$$

Максимальную энергию  $\mathcal{E} = \mathcal{E}_{cr}$  находим, полагая  $\mathcal{E}_0 \rightarrow \infty$ ,

$$\frac{1}{\mathcal{E}_{cr}} = \frac{2q^4}{3m^4} \int_0^R B^2(x) dx \simeq \frac{2q^4}{3m^4} B^2 R,$$

и получаем формулу (7).

### Список литературы

1. Nagano M, Watson A A *Rev. Mod. Phys.* **72** 689 (2000)
2. Kachelriess M, arXiv:0801.4376
3. Greisen K *Phys. Rev. Lett.* **16** 748 (1966)
4. Зацепин Г Т, Кузьмин В А *Письма ЖЭТФ* **4** 114 (1966) [Zatsepin G T, Kuz'min V A *JETP Lett.* **4** 78 (1966)]
5. Abbasi R U et al. (High Resolution Fly's Eye Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **100** 101101 (2008)
6. Abraham J et al. (The Pierre Auger Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **101** 061101 (2008); arXiv:0806.4302
7. Schlüter A, Biermann L Z. *Naturforsch. A* **5** 237 (1950)
8. Hillas A M *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **22** 425 (1984)
9. Protheroe R J *Astropart. Phys.* **21** 415 (2004)
10. Aharonian F A et al. *Phys. Rev. D* **66** 023005 (2002)
11. Medvedev M V *Phys. Rev. E* **67** 045401(R) (2003)
12. Gureev S, Troitsky S, arXiv:0808.0481
13. Kachelrieß M, Semikoz D V *Phys. Lett. B* **634** 143 (2006)
14. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Теория поля* (М.: Наука, 1987) [Landau L D, Lifshitz E M *The Classical Theory of Fields* (Oxford: Pergamon Press, 1975)]
15. Longair M S *High-Energy Astrophysics. Vol. 1 Particles, Photons and Their Detection* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1992)
16. Fermi E *Phys. Rev.* **75** 1169 (1949)
17. Blandford R, Eichler D *Phys. Rep.* **154** 1 (1987)
18. Rieger F M, Duffy P *Astrophys. J.* **617** 155 (2004)
19. Derishev E V et al. *Phys. Rev. D* **68** 043003 (2003)
20. Ostrowski M, arXiv:0801.1339

21. Schopper R, Birk G T, Lesch H *Astropart. Phys.* **17** 347 (2002)
22. Venkatesan A, Miller M C, Olinto A V *Astrophys. J.* **484** 323 (1997)
23. Neronov A, Semikoz D *New Astron. Rev.* **47** 693 (2003)
24. Neronov A, Tinyakov P, Tkachev I *ЖЭТФ* **127** 744 (2005) [*JETP* **100** 656 (2005)]
25. Neronov A, Semikoz D, Tkachev I, arXiv:0712.1737
26. Torres D F, Anchordoqui L A *Rep. Prog. Phys.* **67** 1663 (2004); astro-ph/0402371
27. Gorbunov D S, Troitsky S V *Astropart. Phys.* **23** 175 (2005)
28. Giovannini M *Int. J. Mod. Phys. D* **13** 391 (2004)
29. Vallée J P *New Astron. Rev.* **48** 763 (2004)
30. Mereghetti S *Astron. Astrophys. Rev.* **15** 225 (2008); arXiv:0804.0250
31. Bignami G F et al. *Nature* **423** 725 (2003)
32. Baring M G, Harding A K *Astrophys. Space Sci.* **308** 109 (2007)
33. Carroll B W, Ostlie D A *An Introduction to Modern Astrophysics* (San Francisco: Pearson/Addison-Wesley, 2007)
34. Засов А В, Постнов К А *Общая астрофизика* (Фрязино: Век 2, 2006)
35. Véron-Cetty M P, Véron P *Astron. Astrophys. Rev.* **10** 81 (2000)
36. Fanaroff B L, Riley J M *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **167** 31P (1974)
37. Vlemmings W H T, Bignall H E, Diamond P J *Astrophys. J.* **656** 198 (2007)
38. Modjaz M et al. *Astrophys. J.* **626** 104 (2005)
39. McCallum J N, Ellingsen S P, Lovell J E J *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **376** 549 (2007)
40. Zavala R T, Taylor G B *Astrophys. J.* **566** L9 (2002)
41. Матвеевко Л И и др. *Письма Астрон. журн.* **6** 77 (1980) [Matveenko L I et al. *Sov. Astron. Lett.* **6** 42 (1980)]
42. Артюх В С, Черников П А *Астрон. журн.* **84** 896 (2007) [Artyukh V S, Chernikov P A *Astron. Rep.* **51** 808 (2007)]
43. Тюльбашев С А *Астрон. журн.* **82** 1081 (2005) [Tyul'bashev S A *Astron. Rep.* **49** 967 (2005)]
44. Черников П А и др. *Астрон. журн.* **83** 233 (2006) [Chernikov P A et al. *Astron. Rep.* **50** 202 (2006)]
45. Slish V I *Nature* **199** 682 (1963)
46. Zakharov A F et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **342** 1325 (2003)
47. Gnedin Y M, Natsvlishvili T M, Piotrovich M Yu *Grav. Cosmol.* **11** 333 (2005)
48. Znajek R L *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **185** 833 (1978)
49. Ghosh P, Abramowicz M A *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **292** 887 (1997)
50. Shakura N I, Sunyaev R A *Astron. Astrophys.* **24** 337 (1973)
51. Novikov I D, Thorne K S, in *Black Holes (Les Houches, 23rd, 1972)* (Eds C DeWitt, B S DeWitt) (New York: Gordon and Breach, 1973) p. 343
52. Zhang W-M, Lu Y, Zhang S-N *Chin. J. Astron. Astrophys. Suppl.* **5** 347 (2005)
53. Paturel G et al. *Astron. Astrophys.* **412** 45 (2003); HyperLeda, <http://leda.univ-lyon1.fr/>
54. NASA/IPAC Extragalactic Database, <http://nedwww.ipac.caltech.edu/>
55. Harris D E, Krawczynski H *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **44** 463 (2006)
56. Gallimore J F et al. *Astron. J.* **132** 546 (2006)
57. Schurch N J, Roberts T P, Warwick R S *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **335** 241 (2002)
58. Kataoka J et al. *Astrophys. J.* **641** 158 (2006)
59. Hardcastle M J et al. *Astrophys. J.* **670** L81 (2007)
60. Allen M G et al. *Astrophys. J.* **511** 686 (1999)
61. Laine S, Beck R *Astrophys. J.* **673** 128 (2008)
62. Burns J O, Feigelson E D, Schreier E J *Astrophys. J.* **273** 128 (1983)
63. Schwartz D A et al. *New Astron. Rev.* **47** 461 (2003)
64. Hardcastle M J et al. *Astrophys. J.* **612** 729 (2004)
65. Harris D E et al. *Astrophys. J.* **699** 305 (2009); arXiv:0904.3925
66. Kataoka J, Stawarz J *Astrophys. J.* **622** 797 (2005)
67. Meisenheimer K et al. *Astron. Astrophys.* **219** 63 (1989)
68. Croston J H et al. *Astrophys. J.* **626** 733 (2005); astro-ph/0503203
69. Vlemmings W H T et al., astro-ph/0510452
70. Slyph V I, Migenes V *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **369** 1497 (2006)
71. Vlemmings W H T *Astron. Astrophys.* **484** 773 (2008)
72. Sarma A P et al. *Astrophys. J.* **674** 295 (2008)
73. Curran R L, Chrysostomou A *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **382** 699 (2007)
74. Anchordoqui L A, Romero G E, Combi J A *Phys. Rev. D* **60** 103001 (1999)
75. Thompson T A et al. *Astrophys. J.* **645** 186 (2006)
76. Piran T *AIP Conf. Proc.* **784** 164 (2005)
77. Lyutikov M, astro-ph/0409489
78. Piran T *Phys. Rep.* **314** 575 (1999)
79. Govoni F, Feretti L *Int. J. Mod. Phys. D* **13** 1549 (2004)
80. Ferrari C et al. *Space Sci. Rev.* **134** 93 (2008)
81. Beck R, Krause M *Astron. Nachr.* **326** 414 (2005)
82. Kronberg P P et al. *Astrophys. J.* **659** 267 (2007)
83. Clarke T E, Kronberg P P, Böhringer H *Astrophys. J.* **547** L111 (2001)
84. Taylor G B et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **368** 1500 (2006)
85. Govoni F et al. *Astron. Astrophys.* **460** 425 (2006)
86. Dolag K et al. *JCAP* (01) 009 (2005)
87. Sigl G, Miniati F, Enßlin T A *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* **136** 224 (2004)
88. Гинзбург В Л, Сыроватский С И *Происхождение космических лучей* (М.: Изд-во АН СССР, 1963) [Ginzburg V L, Syrovatskii S I *The Origin of Cosmic Rays* (New York: Gordon and Breach, 1969)]

### Physical conditions in potential accelerators of ultrahigh energy cosmic rays: updated Hillas plot and radiation-loss constraints

**K.V. Ptitsyna**

*M.V. Lomonosov Moscow State University  
Vorob'evy gory, 119992 Moscow, Russian Federation  
E-mail: ptitsyna@gmail.com*

**S.V. Troitskii**

*Institute for Nuclear Research, Russian Academy of Sciences,  
prosp. 60-letiya Oktyabrya 7a, 117312 Moscow, Russian Federation  
Tel. (7-499) 135-2169. Fax (7-499) 135-2268  
E-mail: st@ms2.inr.ac.ru*

We review basic constraints on the acceleration of ultra-high-energy (UHE) cosmic rays (CRs) in astrophysical sources, namely, the geometrical (Hillas) criterion and the restrictions from radiation losses in different acceleration regimes. Using the latest available astrophysical data, we redraw the Hillas plot and find potential UHECR accelerators. For the acceleration in central engines of active galactic nuclei, we constrain the maximal UHECR energy for a given black hole mass. Among active galaxies, only the most powerful ones, radio galaxies and blazars, are able to accelerate protons to UHE, though acceleration of heavier nuclei is possible in much more abundant lower-power Seyfert galaxies.