

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт ядерных исследований
Российской академии наук

На правах рукописи

Птицына Ксения Владимировна

**Происхождение космических лучей,
нейтрино и гамма-излучения
в окрестностях сверхмассивных черных дыр
в центрах галактик**

**Специальность 01.04.16 – Физика атомного ядра и
элементарных частиц**

*Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук*

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук,
член-корреспондент РАН
С.В. Троицкий

Москва 2017

ОГЛАВЛЕНИЕ

	Page
Введение	4
0.1 Черные дыры в ядрах галактик. Компактный источник излучения	5
0.2 Космические лучи сверхвысоких энергий	10
0.3 Общая характеристика работы	14
 ГЛАВА 1. Модель популяции источников космических лучей сверхвысоких энергий	 26
1.1 Черная дыра во внешнем магнитном поле в вакууме. Модель ускорения заряженных частиц	26
1.2 Популяция источников и наблюдаемый спектр	31
1.2.1 Функция масс черных дыр	32
1.2.2 Наблюдаемый спектр	33
1.3 Ограничения	35
1.3.1 Концентрация источников	35
1.3.2 Светимость источника	37
1.3.3 Диффузный гамма-фон	38
1.4 Выводы по главе 1 и обсуждение	41
 ГЛАВА 2. Ускорение частиц в вакуумных зазорах в бессиловой магнитосфере черной дыры.	 46
2.1 Качественные оценки параметров вакуумного зазора	47
2.1.1 Положение зазора в магнитосфере черной дыры в бессиловом приближении	47
2.1.2 Ускорение частиц в зазоре	52
2.1.3 Рождение электрон-позитронных пар в зазоре	54
2.1.4 Ускорение протонов в зазоре	58
2.2 Численное моделирование	59

2.3	Обсуждение	74
2.4	Выводы по главе 2	77
ГЛАВА 3. Ограничения на адронные модели активности блазаров из сте-		
	кового анализа данных IceCube и Fermi	79
3.1	Метод стекового анализа гамма- и нейтринного спектра	80
3.2	Анализ данных	81
3.2.1	Fermi/LAT	81
3.2.2	IceCube	82
3.3	Результаты анализа	86
3.3.1	Несогласие наблюдательных данных с адронной моделью гамма-	
	излучения блазаров с протонами, ускоренными на ударном	
	фронте релятивистском джете	86
3.3.2	Ограничения на модели с протонным спектром с резким макси-	
	мумом	89
3.3.3	Энергии протонов в моделях зазоров в магнитосферах черных дыр	91
3.4	Выводы по главе 3	94
	Заключение	98
	Список литературы	101

ВВЕДЕНИЕ

Происходящее в последнее время развитие наблюдательной техники привело к существенному прогрессу как в экспериментальной, так и в теоретической астрофизике высоких энергий и в то же время поставило новые вопросы.

Крупнейшая в мире установка по регистрации нейтрино IceCube зарегистрировала нейтрино высоких энергий, которые с высоким уровнем значимости имеют астрофизическое происхождение [1–4]. Наиболее вероятными кандидатами на роль таких источников являются источники-ускорители протонов, поскольку высокоэнергетичные нейтрино неизбежно рождаются при адронных протон-протонных и протон-фотонных взаимодействиях, характерных для таких источников. Сопутствующее ускорению/распространению протонов излучение может быть зарегистрировано как гамма-излучение высоких (ГэВ-ТэВ) энергий. Во внегалактических источниках такое излучение, действительно, наблюдается [5], например, в блазарах - активных ядрах галактик с джетом, направленным вдоль луча зрения. Высокоэнергетические спектры этих источников могут быть описаны в рамках лептонного (обратно-комptonовское излучение ускоренных электронов) [6–10] или адронного (протон-протонные и протон-фотонные взаимодействия и последующий электромагнитный каскад) [11–20] механизмов. Также компонента спектра в гамма-диапазоне может быть доминирована синхротронным излучением ускоренных протонов [21–23]. В отличие от адронного, лептонный механизм, однако, не сопровождается рождением нейтрино. Таким образом, регистрация или нерегистрация нейтринного сигнала от блазаров на уровне, ожидаемом в рамках адронного механизма, позволяет сделать вывод о главном механизме генерации гамма-излучения в этих объектах.

Протоны и, возможно, более тяжелые ядра, которые эффективно ускорились и покинули источник, могут давать заметный вклад в наблюдаемый на Земле поток космических лучей высоких и сверх-высоких энергий. Таким

образом, многоканальный подход, заключающийся в самосогласованном комбинировании наблюдений различного типа (нейтрино, гамма и космические лучи), дает наиболее полную информацию об астрофизических объектах.

В диссертации рассматриваются вопросы происхождения космических лучей и нейтрино сверхвысоких энергий, а также особенности спектров гамма-излучения радиогалактик и блазаров с точки зрения ускорения лептонов и протонов в непосредственной окрестности сверхмассивных черных дыр в центрах галактик.

Основным механизмом ускорения, рассматриваемым в диссертации, является ускорение электрическим полем, сформированным вследствие вращения черной дыры в магнитном поле, в областях с пониженной концентрацией плазмы или полным её отсутствием, которые, по аналогии с магнитосферами пульсаров, называют вакуумными зазорами.

Наличие компактных областей ускорения и излучения в непосредственной окрестности черных дыр подтверждается прямыми [24, 25] и косвенными наблюдениями [26–31].

0.1 Черные дыры в ядрах галактик. Компактный источник излучения

В настоящее время представляется наиболее правдоподобной гипотеза существования сверхмассивной черной дыры (СМЧД) с массой от $10^{5.5}$ до 10^{10} солнечных масс M_{\odot} в центре каждой галактики (см., однако, [32]). Одним из самых интересных классов галактик, с точки зрения изучения СМЧД, являются галактики с активными ядрами (АЯГ) - неразрешенными точечными источниками в центрах галактик, характеризующимися рядом явлений, свидетельствующих о их активности и сильно отличающихся друг от друга у различных типов АЯГ. АЯГ обладают широким спектром излучения, занимающим, в некоторых случаях, диапазон энергий от радио до гамма-излучения

вплоть до 10 ТэВ и выше. Около 10% активных галактик имеют джеты - коллимированные истечения из центров АЯГ. Геометрические размеры джетов могут значительно превышать размеры самих галактик. Такие АЯГ относят к классу радио-громких. Оставшиеся 90%, составляющие большинство популяции АЯГ, обладают только ярким центральным источником и являются радио-тихими.

АЯГ с джетом, направленным вдоль луча зрения, относят к блазарам. Среди блазаров выделяют более яркие - радиокварзары с плоским спектром FSRQ, и менее яркие лацертиды. Если джеты направлены под значительным углом к лучу зрения, то FSRQ галактики относят радиогалактикам типа ФР-II, а лацертиды - к ФР-I по Фанарофф-Рилей (Fanaroff-Riley) классификации.

Предполагается, что черная дыра в ядре галактики окружена аккреционным потоком. Различие свойств АЯГ может быть связано с различием типов аккреционных потоков и окружающей среды. Так, существует мнение [33], что джеты формируются только при наличии аккреционного потока с болометрической светимостью значительно ниже эддингтоновского предела $L \ll L_{Edd}$, так называемый, радиационно-неэффективный поток (RIAF) [34–37] либо, наоборот, при аккреции в сверхэддингтоновском режиме $L \geq L_{Edd} \approx 1.2 \times 10^{38} M/M_{\odot} \text{ эрг/с}$, где M_{\odot} масса Солнца, M здесь и далее есть масса черной дыры [38, 39]. Поперечные размеры таких аккреционных потоков вдоль оси вращения черной дыры должны быть сравнимы с их радиусом $H_{accr} \sim R$.

Промежуточное положение по светимости занимают тонкие диски $H_{accr} \ll R$ [40], их светимость составляет порядка $L \sim 0.1L_{Edd}$. Также, вероятно, существуют аккреционные потоки, представляющие собой радиационно-неэффективный поток вблизи центрального объекта и более тонкий диск - на периферии. Подробнее см. [41, 42].

В течение многих лет, начиная с первых наблюдений АЯГ [43], и теоретических работ [44], изучался вопрос о роли центральной черной дыры в

активности галактических ядер.

Угловое разрешение современных телескопов во всех диапазонах энергий не позволяет наблюдать центральные области галактик и формирования джетов на масштабах порядка размера горизонта центральной СМЧД и напрямую исследовать их свойства.

Рекордное разрешение в наблюдениях ядер галактик было достигнуто в радиодиапазоне в радиоинтерферометрических наблюдениях. При наблюдениях ближайшей радиогалактики типа ФР-I - галактики M87, расположенной на расстоянии $d \simeq 160$ Мпк, радиоинтерферометром Event Horizon Telescope, центральный источник был разрешен в пределах 11.0 ± 0.8 гравитационного радиуса на частоте 230 ГГц [45–47].

Данные наблюдения свидетельствуют о наличии у джета структуры на масштабах гравитационного радиуса в непосредственной окрестности черной дыры.

Спектр излучения джетов в диапазоне от радио до рентгена обычно интерпретируется как синхротронное излучение от популяции нетепловых электронов. Радионаблюдения ядра галактики M87 показали наличие интенсивного радиоизлучения на масштабах порядка 10 гравитационных радиусов от центральной черной дыры, что свидетельствует о наличии популяции нетепловых электронов на столь близких расстояниях от черной дыры. Источником популяции нетепловых электронов в окрестности черной дыры могут являться электромагнитные каскады [10, 48], порожденные в результате ускорения электронов в области формирования исходящего оттока плазмы. Электроны ускоряются электрическим полем, формирующимся в компактных (вплоть до масштабов много меньше горизонта черной дыры) областях с пониженной плотностью плазмы - вакуумных или частично экранированных зазорах - в результате вращения черной дыры во внешнем магнитном поле. Таким образом, зазор - компактная область ускорения и излучения - в магнитосфере черной дыры может являться источником плазмы [49], компенсирующей её

непрерывный отток из магнитосферы [50].

Другим возможным механизмом, обеспечивающим плазмой магнитосферу черной дыры, является рождение электрон-позитронных пар в гамма-гамма взаимодействиях МэВ-ных фотонов, источником которых является аккреционный поток [51, 52]. Однако такой механизм требует значительной светимости аккреционного потока, и, таким образом, недостаточен [53] для заполнения плазмой магнитосферы черной дыры в случае радиационно-неэффективных потоков низкой светимости.

Существование компактных областей ускорения и генерации сопутствующего излучения подтверждается косвенными и прямыми наблюдениями в гамма-диапазоне. Недавние наблюдения быстропеременного гамма-излучения от блазаров и радиогалактик вплоть до ТэВ-ого диапазона энергий [54–59] свидетельствуют о необыкновенной компактности областей генерации излучения. В то время как угловое разрешение современных гамма-телескопов позволяет различить данные объекты лишь как точечные источники, период переменности, вплоть до нескольких минут (~ 4.8 мин для IC 310 с массой черной дыры $\sim 10^9 M_{\odot}$), совместно с принципом причинности, дает оценку на размер области излучения, порядка $1 \div 10$ гравитационного радиуса черной дыры у различных источников, $R \leq \Delta t \delta$, где Δt есть период переменности, δ - доплеровский фактор релятивистски движущегося объекта, скорость света $c = 1$.

Подавляющую часть популяции АЯГ, наблюдаемых в гамма-диапазоне, составляют блазары, а большинство быстропеременных источников с компактными областями генерации гамма-излучения относятся к лацертидам и радиогалактикам типа ФР-I, в том числе и, упоминавшаяся выше галактика M87.

Источником гамма-излучения блазаров могут быть как напрямую ускоренные электроны (лептонные модели), так и рожденные в электромагнитных каскадах в результате взаимодействия ускоренных протонов с фоновыми

фотонами или протонами окружающей среды (адронные модели). В последнем случае гамма-излучение сопровождается излучением нейтрино. Гамма-излучение блазаров может являться также синхротронным излучением ускоренных протонов.

Помимо модели прямого ускорения заряженных частиц электрическим полем непосредственно вблизи горизонта вращающейся черной дыры [10, 60], существуют и другие возможные механизмы ускорения частиц в компактных областях. В частности, механизм ускорения на ударном фронте [61–63]. В случае радиогалактик, релятивистский ударный фронт может формироваться в джете [64]. Ударный фронт у основания джета в окрестности черной дыры может являться источником заряженных частиц высоких энергий [65]. С другой стороны, джеты и радиационно-неэффективные аккреционные потоки могут формировать сильные магнитные поля. Пересоединения магнитных линий в ближайших к черной дыре областях аккреционного диска могут приводить к генерации электрического поля, ускоряющего частицы высоких энергий [66–68].

Напрямую определить размер областей быстропеременного гамма-излучения позволил недавно предложенный метод микролинзирования гравитационно линзированных блазаров [69], наблюдаемых в ГэВ-ом диапазоне. Данный анализ ограничивает размер области излучения вновь до порядка размера радиуса горизонта центральной черной дыры, что согласуется с косвенными оценками из анализа времени переменности.

В совокупности, все указанные выше наблюдательные данные приводят к необходимости изучения механизмов ускорения в непосредственной окрестности сверхмассивной черной дыры в ядрах галактик и, как одной из наиболее естественных, модель прямого ускорения электрическим полем в вакуумных зазорах - областях с пониженной плотностью плазмы или полным её отсутствием.

Электрическое поле в вакуумном зазоре может ускорять как электроны,

так и протоны. Причем, протоны могут быть ускорены до значительно более высоких энергий, так как они испытывают меньшие потери энергии при ускорении, чем электроны. Данный вопрос рассматривался в [70]. Как показывают оценки [70], энергии протонов в вакуумных зазорах сверхмассивных черных дыр могут достигать энергий космических лучей сверхвысоких энергий КЛСВЭ.

Таким образом, центральные области ядер галактик, с действующим в них механизмом ускорения в вакуумных зазорах в магнитосферах черных дыр, могут являться источниками КЛСВЭ.

0.2 Космические лучи сверхвысоких энергий

Происхождение космических лучей сверхвысоких энергий - энергии $\mathcal{E} \geq 10^{19}$ эВ - до сих пор остается неизвестным. Основными трудностями их исследования являются чрезвычайная малость потока частиц таких энергий (в среднем 1 частица в год на квадратный километр на стерадиан), что делает невозможным непосредственную регистрацию первичной частицы, и большие, недоступные лабораторному изучению энергии взаимодействия частиц с атмосферой (для протона с энергией 10^{19} эВ, взаимодействующего с покоящимся нуклоном в атмосфере, энергия в системе центра масс составляет сотни ТэВ).

Низкий поток КЛСВЭ приводит к необходимости изучать их свойства исключительно косвенными методами. Попадая в атмосферу, первичная космическая частица порождает широкий атмосферный ливень (ШАЛ), который сейчас регистрируется наземными, а в ближайшем будущем будет регистрироваться и спутниковыми установками.

Наземные методы детектирования ШАЛ делятся на два типа. Первый из них представляет собой наземную решетку детекторов, расположенных с шагом примерно один километр, и позволяет определить поперечное рас-

пределение плотности частиц в ливне на уровне земли и его временные характеристики. Ко второму типу относятся флуоресцентные телескопы, регистрирующие ультрафиолетовое излучение, вызванное возбуждением молекул азота в атмосфере частицами ШАЛ. Флуоресцентные телескопы детектируют продольное развитие ливня. В настоящее время точность восстановления первичной энергии частицы составляет около 20% [71, 72], измерения направления прихода $\sim 1.5^\circ$. Результаты определения массового состава КЛСВЭ отличаются у различных экспериментов. Данные Обсерватории им. Пьера Оже (Pierre Auger cosmic ray Observatory - PAO) [71] свидетельствуют об утяжелении массового состава при энергии $10^{18.5}$ эВ, тогда как данные установки Telescope Array (ТА) [73] совместны с протонным составом. Изучение мюонной компоненты и максимума продольного развития ливня позволяет установить ограничения на поток фотонов ультра-высоких энергий $\mathcal{E} > 10^{18}$ эВ [73–80]. В данной работе, в соответствии с данными ТА, мы исследуем вопрос происхождения КЛСВЭ в предположении об их чисто протонном составе.

Низкая статистика событий, недостаточное угловое разрешение и отклонение заряженных частиц галактическими и межгалактическими магнитными полями в настоящее время не позволяют пообъектно определить источники КЛСВЭ. Однако, современные данные наблюдений позволяют наложить ограничения на возможные популяции источников КЛСВЭ. В частности, наблюдение глобальной изотропии [81], завала спектра КЛСВЭ [82–84], совместное с эффектом Грейзена-Зацепина-Кузьмина (ГЗК) [85, 86], а также невозможность захвата КЛСВЭ магнитным полем Галактики [87] свидетельствуют о внегалактическом происхождении КЛСВЭ. С другой стороны, отсутствие мелкомасштабной анизотропии (кластеризации) в наблюдениях, в предположении о чисто протонном составе КЛСВЭ, позволяет установить нижнюю границу на число источников КЛСВЭ [88] $n \geq 10^{-4}$ Мпк $^{-3}$ при $\mathcal{E} \geq 5 \times 10^{19}$ эВ. Это сильное ограничение, свидетельствующее о многочис-

ленности источников КЛСВЭ.

В то же время, для решения вопроса о происхождении КЛСВЭ, необходимо определить среди известных типов астрофизических объектов те, которые не только удовлетворяли бы указанным выше статистическим ограничениям, но и могли бы ускорить КЛ до сверхвысоких энергий. Оказывается, многие классы предполагаемых источников могут быть исключены из рассмотрения без детального моделирования процесса ускорения путем применения двух простых критериев: геометрического критерия Хилласа и ограничения, получаемого из оценки потерь энергии ускоряемой частицы на излучение [89, 90]. Данные ограничения, совместно с анализом астрофизических данных, позволяют выделить из всех возможных классов источников, лишь несколько, способных ускорять КЛ до сверхвысоких энергий. Соответствующие ограничения и допустимые классы источников изображены на расширенной диаграмме Хилласа (рис. 1). Заметим, что данные ограничения являются лишь необходимыми, но не достаточными.

За исключением крупномасштабных структур, где ожидаемые потери энергии на взаимодействия существенно подавляют ускорение, диффузный тип ускорения (ускорение на релятивистском или нерелятивистском ударном фронте) может работать только в ультрарелятивистских джетах, горячих пятнах и радиоушах мощных радиогалактик и блазаров, которые не так многочисленны в ближней Вселенной. В случае довольно специфической конфигурации электромагнитных полей, когда синхротронные потери подавлены по сравнению с изгибными, возможными источниками ускорения являются гамма-всплески и ближайшие окрестности сверхмассивных черных дыр. В случае гамма-всплесков, не очевидно, может ли реализоваться подобная конфигурация электромагнитных полей. В то же время, недавние результаты детектирования нейтрино на экспериментальной установке IceCube поставили под сомнение [92, 93] возможность рассмотрения гамма-всплесков в качестве источников КЛСВЭ. Последним классом предполагаемых источников КЛ-

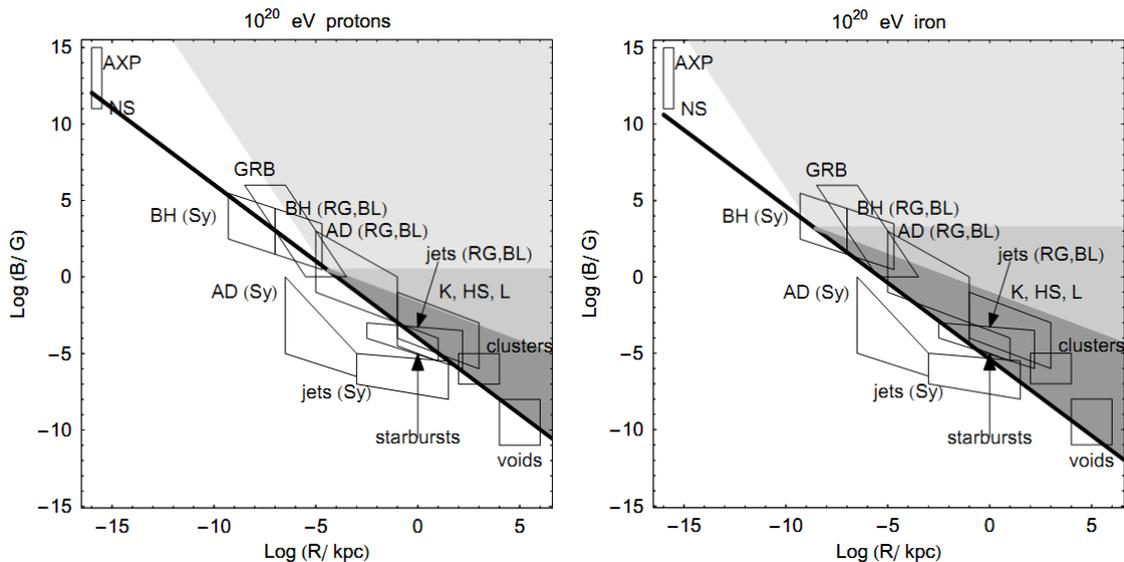


Рис. 1. Диаграмма Хилласа для протонов (левая панель) и ядер железа (правая панель) [91]. Жирная линия - нижняя граница области параметров, разрешённой критерием Хилласа. Области 1-3 разрешены также и ограничениями из радиационных потерь: 1 - лишь для индуктивного ускорения с изгибными потерями, 2 - также для индуктивного ускорения с синхротронными потерями; 3 - как для индуктивного, так и для диффузного ускорения. Отмечены области параметров, соответствующие объектам, в которых данные режимы могут реализовываться: ВН - окрестности сверхмассивных черных дыр активных галактик сейфертовских (Sy) до радиогалактик (RG) и блазаров (BL).

СВЭ, удовлетворяющим перечисленным требованиям, остаются окрестности сверхмассивных черных дыр СМЧД в центрах галактик.

0.3 Общая характеристика работы

Актуальность темы

Недавние наблюдения быстрой переменности гамма-излучения высоких энергий от радиогалактик и блазаров [54–59] свидетельствует о наличии компактной области ускорения заряженных частиц и сопутствующего излучения в непосредственной окрестности центральных сверхмассивных черных дыр. Данное утверждение подтверждается также прямыми методами микролинзирования гравитационно-линзированных блазаров [69]. Возможны различные механизмы ускорения заряженных частиц в компактных областях. Одним из них является механизм ускорения электрическим полем в областях с пониженной концентрацией плазмы - вакуумном или частично экранированном зазоре в магнитосфере вращающейся черной дыры в магнитном поле [49].

Области с пониженной концентрацией плазмы образуются в результате её непрерывного оттока из магнитосферы. С другой стороны, именно зазоры могут являться источником плазмы. Ускорение частиц в зазоре вызывает развитие каскадов электрон-позитронных пар [42], заполняющих магнитосферу черной дыры.

Возможность существования областей с недостатком заряда обсуждалась в [44], [94], [95]. [49, 96] показали, что зазоры могут быть рассмотрены по аналогии с внешними зазорами в магнитосферах пульсаров и находиться вблизи поверхности, разделяющей области с разным знаком плотности заряда. [97, 98] предприняли первые попытки по вычислению спектра синхротронного излучения и излучения обратного Комптона от ускоренных в зазоре электронов и деталей развития последующего электромагнитного каскада.

В работах [49, 96] черная дыра предполагалась погруженной в стандарт-

ный аккреционный поток Шакуры-Сюняева с максимумом спектра излучения в ультрафиолетовой области.

Однако большинство источников с быстрой переменностью гамма-излучения относится к лацертидам и радиогалактикам типа ФР-I, в которых предполагается [36] наличие радиационно-неэффективного потока обладающего значительно более низкой светимостью и максимумом плотности излучения вблизи черной дыры от миллиметрового до инфракрасного диапазона. Также максимум плотности излучения может доминироваться радиоизлучением джета в том же диапазоне энергий.

Механизм ускорения в зазоре и сопутствующего гамма-излучения был успешно применен для объяснения спектра в гамма-диапазоне [10] ближайшей радиогалактики типа ФР-I - галактики M87. Источником излучения в этой модели являются ускоренные в зазоре электроны. В этой работе рассматриваемый зазор имел размер порядка размера горизонта.

Аналог модели внешнего зазора пульсара был рассмотрен в работе [99] с целью объяснения спектра излучения от галактики IC310. В недавней работе [100] эта модель была проанализирована для случаев черных дыр разных масс, от сверхмассивных до $\sim 10M_{\odot}$. Источником гамма-излучения также является излучение ускоренных в зазоре электронов и последующий электромагнитный каскад.

Гамма-излучение радиогалактик и блазаров может также описываться и в рамках адронных моделей [11–20], предполагающих наличие ускоренных протонов. В таких моделях ожидается наличие сопутствующего потока нейтрино высоких энергий. Нейтрино астрофизического происхождения энергий 100ТэВ были зарегистрированы на IceCube, однако поиск нейтринного сигнала от одиночных блазаров или их выборок пока не принес успеха. Полученные ограничения на поток нейтрино от конкретных блазаров и сравнение их с данными гамма-наблюдений позволили установить ограничения на адронные модели происхождения их гамма-излучения [101].

В диссертации показано, что новые данные телескопа IceCube позволяют установить более сильные ограничения на адронные модели. Среди неисключенных остаются модели с жестким спектром инжекции протонов, близким к дельта-функции, с максимумом спектра на энергии $\geq 10^{18}$ эВ. Такой спектр протонов может быть реализован вновь в модели ускорения в вакуумном зазоре в магнитосфере черной дыры. Если такой механизм, действительно, реализуется, то ближайшие блазары и радиогалактики могут являться источниками космических лучей сверхвысоких энергий.

Происхождение космических лучей сверхвысоких энергий уже долгое время остается нерешенной проблемой, несмотря на значительные усилия как на теоретическом, так и на экспериментальном уровне. Ограничения, полученные из анализа направлений прихода регистрируемых событий, свидетельствуют о многочисленности источников КЛСВЭ $\geq 10^{-4}$ Мпк⁻³. Поэтому блазары, если и являются источниками КЛСВЭ, то, во всяком случае, не единственными. Концентрация блазаров, на масштабах ГЗК сферы КЛСВЭ, значительно ниже указанного предела.

До сих пор многочисленные попытки построения модели популяции источников КЛСВЭ и сравнения их с наблюдательными данными обычно предполагали, что параметры всех источников в выбранной популяции одинаковы [102, 103], см., тем не менее, [104].

В то время как для большого числа источников, предположение о равных потоках от каждого из источников является достаточно обоснованным (так как измеряется общий поток и, в случае многочисленных источников, он не будет значительно меняться в зависимости от направления прихода), спектр инжекции космических лучей от источника фиксируется моделью ускорения, максимальная энергия ускоренных космических лучей может значительно меняться от источника к источнику. Как было показано в [105], варьирование максимальной энергии, достижимой в различных источниках, сильно влияет на наблюдаемый модельный спектр КЛСВЭ. В диссертации построена модель

популяции однотипных, но неидентичных источников КЛСВЭ.

Цель работы

Целью работы является изучение явлений, связанных с ускорением и излучением электронов и протонов в компактных областях в окрестностях сверхмассивной черной дыры в центрах галактик.

Для достижения поставленной цели выделены следующие задачи:

1. построение популяции неидентичных источников КЛСВЭ в рамках модели ускорения протонов в вакуумных зазорах в окрестностях СМЧД:
 - вычисление модельного спектра КЛСВЭ с учетом распределения источников по массам центральных черных дыр, их эволюции с красным смещением и эффектов распространения от источника к наблюдателю;
 - аналитическая проверка реалистичности модели: вычисление концентрации источников, оценка параметров источников;
 - численная проверка реалистичности модели: вычисление сопутствующего ускорению излучения от популяции источников с учетом его распространения от источника к наблюдателю и сравнение с диффузным фоном;
2. исследование роли возможного существования вакуумных зазоров в магнитосферах сверхмассивных черных дыр в центрах активных галактик типа ФР-I и лацертид в формировании их спектра в гамма-диапазоне в широком области параметров источников:
 - аналитические оценки параметров зазора и режимов ускорения в зазоре в зависимости от параметров источника;
 - численное вычисление параметров зазора путем Монте-Карло моделирования распространения электронов и позитронов в зазоре в магнитосфере черной дыры с учетом структуры электрического и

магнитного полей в магнитосфере, потерь энергии на излучение и взаимодействие с фотонами фонового излучения от аккреционного потока и формы фонового спектра;

- вычисление спектра излучения от ускоренных электронов в зазоре путем Монте-Карло моделирования;
- моделирование распространения протонов в зазоре и вычисление их максимальной энергии в широком диапазоне параметров источников;
- определение областей параметров источников с характерными наблюдаемыми проявлениями по результатам численного моделирования;

3. анализ данных IceCube по астрофизическим нейтрино с энергиями выше 100 ТэВ и ограничение адронных моделей гамма-излучения блазаров:

- определение ограничений на поток нейтрино от блазаров из совместного анализа данных IceCube и Fermi;
- вычисление спектра нейтрино в модели вакуумного зазора в магнитосфере черной дыры для различных значений параметров источников;
- анализ полученных ограничений;
- определение параметров возможных источников нейтрино в рамках неисключенной установленными ограничениями модели ускорения протонов в вакуумном зазоре с максимумом спектра протонов в диапазоне космических лучей сверхвысоких энергий.

Положения, выносимые на защиту

1. Построена модель популяции неидентичных источников космических лучей сверхвысоких энергий, успешно описывающая наблюдаемый

спектр выше 10^{19} эВ и удовлетворяющая ограничениям на концентрацию источников КЛСВЭ, даже в предположении о чисто протонном составе. Ускорение космических частиц происходит в непосредственных окрестностях сверхмассивных центральных черных дыр обычных и активных галактик. Сопутствующее гамма-излучение не превышает наблюдаемого диффузного гамма-фона.

2. Показано, что существование вакуумного зазора в магнитосфере сверхмассивной черной дыры имеет следующие явные особенности в спектре излучения источников в гамма-диапазоне:
 - (a) спектр излучения зазоров в источниках с радиационно-неэффективным аккреционным потоком высокой и средней светимости доминируется обратно-комптоновским излучением с резким, супер-экспоненциальным обрезанием в гамма-диапазоне очень высоких энергий. Энергия обрезания спектра определяется свойствами аккреционного потока;
 - (b) в случае радиационно-неэффективного потока средней светимости компонента обратно-комптоновского излучения имеет жесткий спектр и резкое обрезание. Спектр излучения из зазора может быть использован для объяснения жестких гамма-спектров лацертид;
 - (c) спектр излучения из зазора в источниках с аккреционным потоком низкой светимости доминируется синхротронным или изгибным излучением с максимумом в диапазоне 1 – 100 GeV;
 - (d) излучение зазора во всех трех режимах радиационно-неэффективного потока (низкой/средней/высокой светимостей) проявляется как узкий пик на фоне более широкого/гладкого спектра джета.
3. Показано, что протоны в зазорах магнитосфер сверхмассивных черных дыр могут быть ускорены до высоких энергий $\geq 10^{18}$ эВ в случае ис-

точников с радиационно-неэффективным потоком очень низкой светимости.

4. Получены ограничения на адронные модели гамма-излучения блазаров:
 - (a) исключены адронные модели со степенным спектром инжекции протонов, взаимодействующих с фотонами ультрафиолетового диапазона энергий;
 - (b) исключены адронные модели с характерным для ускорения на релятивистских ударных фронтах степенным спектром с показателем степени $\Gamma \approx 2$ инжекции и протон-протонными взаимодействиями;
 - (c) не исключены адронные модели гамма-излучения блазаров с жестким протонным спектром с максимумом при энергиях диапазона космических лучей высоких и сверхвысоких энергий. Такие спектры протонов могут реализовываться в моделях ускорения в вакуумном зазоре в магнитосфере черной дыры в источниках из определенной области пространства их параметров.

Научная новизна

- Впервые построена модель популяции источников КЛСВЭ, удовлетворяющая как условию их многочисленности, так и имеющимся наблюдательным данным;
- впервые исследованы основные особенности характерного гамма-излучения высоких энергий вакуумного зазора в магнитосфере сверхмассивной черной дыры в широком диапазоне значений параметров источников методом Монте-Карло моделирования движения электронов в магнитосфере черной дыры с детальным учетом структуры магнитосферы и спектра излучения аккреционного потока;

- получены наиболее строгие из существующих на данный момент ограничения на адронные модели гамма-излучения блазаров.

Практическая значимость

- Полученные в работе результаты полезны для дальнейшего исследования источников космических лучей сверхвысоких энергий. Модель популяции неидентичных источников может быть проверена или уточнена в дальнейшем с учетом новых данных регистрации нейтрино высоких энергий и увеличением чувствительности гамма-телескопов. Проверкой данной модели будет наблюдение или ненаблюдение гамма-излучения от возможных источников КЛСВЭ в ожидаемых пределах чувствительности СТА.
- Полученные ограничения на адронные модели гамма-излучения блазаров является важным результатом как для их дальнейшего теоретического и экспериментального исследования, так и в контексте вопроса происхождения КЛСВЭ. Проверка неисключенных на настоящем этапе адронных моделей гамма-излучения блазаров может быть осуществлена в дальнейшем с увеличением экспозиции набора данных телескопом Ice Cube и началом работы CHANT.
- Результаты численного Монте-Карло моделирования спектров излучения зазоров в широком диапазоне параметров источников могут служить для поиска характерных особенностей в наблюдаемых спектрах излучения в гамма-диапазоне, что позволит проверить модель излучения зазора, а также могут быть использованы для объяснения жестких компонент переменного излучения блазаров и радиогалактик.
- Результаты работы могут быть использованы для изучения зазоров в магнитосферах черных дыр звездных масс и их проявлений в наблюдениях.

Основные публикации по теме диссертации

Материалы, составляющие содержание диссертации, изложены в работах Kalashev, Ptitsyna, Troitsky, 2012, 2013; Ptitsyna, Neronov, 2016; Neronov, Semikoz, Ptitsyna, 2016 [106–109].

Апробация работы

Результаты диссертации были доложены на следующих российских и международных семинарах и конференциях:

1. Международный семинар “17th International Seminar on High Energy Physics (QUARKS-2012)”, Ярославль, 4 - 10 июня, 2012 г.
2. Международная школа “International School for Subnuclear Physics”, Эриче, Италия, 23 июня - 2 июля, 2012 г.
3. Международная школа “Dark Matter Composition and Detection”, Стокгольм, Швеция, 29 июля – 6 августа, 2013 г.
4. Международная конференция “28th Texas Symposium on Relativistic Astrophysics”, Женева, Швейцария, 13-18 декабря, 2015 г.
5. Всероссийской конференции “Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра”, Москва, 21-24 декабря, 2015 г.
6. Международный семинар “19th International Seminar on High Energy Physics (QUARKS-2016)”, Санкт-Петербург, 29 мая – 4 июня, 2016 г.
7. Международная конференция “6th International Symposium on High-Energy Gamma-Ray Astronomy”, Гейдельберг, Германия, 11-15 июля, 2016 г.
8. Международная школа “Computational Plasma Astrophysics”, Принстон, Нью-Джерси, США, 18-29 июля, 2016 г.
9. Международная конференция “TeV Particle Astrophysics 2016”, Женева, Швейцария, 12-16 сентября, 2016 г.

Личный вклад

Личный вклад автора в работы, вошедшие в диссертацию, является определяющим. В материале первой главы автором лично были получены аналитические оценки и проведены численные вычисления ограничений на параметры источников модели. В материале второй главы автором были лично проведены аналитические оценки параметров зазора и режимов ускорения, Монте-Карло моделирование распространения электронов и протонов в зазоре, реализована итерационная схема вычисления параметров зазора с учетом структуры магнитосферы и распространения электронов в зазоре, смоделированы спектры гамма-излучения. В материале третьей главы автором были лично проанализированы ограничения на адронные модели гамма-излучения блазаров, вычислены спектры нейтрино в модели зазора в магнитосфере черной дыры при различных значениях параметров источников, вычислены характерные потери энергии ускоренных в зазоре протонов при их прохождении через радиационно-неэффективный аккреционный поток для широкой области его параметров и проанализированы параметры возможных источников, обеспечивающих спектр инжекции протонов, не исключенный ограничениями из совместного анализа данных телескопа IceCube и спутника Fermi.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, трех глав, заключения и списка литературы. Объем работы составляет 116 страниц, включая 21 рисунок. Список литературы насчитывает 165 наименований.

Во **Введении** обоснована актуальность темы диссертации и дан краткий обзор состояния исследуемых вопросов.

Первая глава посвящена построению популяции неидентичных источников КЛСВЭ. В качестве модели ускорения в источнике выбрана модель ускорения в вакуумном зазоре в полярной области вблизи горизонта черной

дыры [110, 111]. В разделе 1.1 дается краткое описание модели ускорения в полярной области и приводятся аналитические оценки энергии ускоренного в зазоре протона и сопутствующего гамма-излучения. В разделе 1.2 обсуждаются основные положения построения популяции источников в рамках данной модели ускорения, а также представлен модельный спектр космических лучей, вычисленный с учетом эффектов эволюции источников различных масс с красным смещением и эффектов распространения космических лучей от источника к наблюдателю. В разделе 1.3 обсуждаются ограничения на модель популяции и проводится её проверка на самосогласованность, приводится результат вычисления спектра сопутствующего ускорению излучения с учетом его распространения от источника к наблюдателю. Разделе 1.4 посвящен выводы к первой главе и обсуждению результатов.

Вторая глава посвящена изучению ускорения частиц в вакуумном зазоре в бессиловой магнитосфере черной дыры и исследованию возможных проявлений модели зазоров в наблюдениях, в первую очередь, в спектрах блазаров и радиогалактик в гамма-диапазоне. Предполагается, что черная дыра погружена в радиационно-неэффективный аккреционный поток, создающий фоновое излучение в окрестностях черной дыры. Несмотря на то что все численные вычисления и аналитические оценки приводятся для значений параметров, характерных для сверхмассивных черных дыр в центрах галактик, данные результаты могут быть легко перемасштабированы для случая черных дыр звездных масс. В отличие от первой главы, во второй главе более детально изучаются особенности формирования зазора с учетом структуры магнитосферы и свойств аккреционного потока и вычисляется ширина зазора для широкого диапазона параметров источника. В разделе 2.1 приведены качественные оценки параметров вакуумного зазора. Раздел 2.2 посвящен численному моделированию, сравнению результатов моделирования с аналитическими оценками, вычислению спектров для характерных параметров источников. Численное моделирование проводится для квазимонопольной маг-

нитосферы медленно вращающейся черной дыры. В разделе 2.3 проводится обсуждение полученных результатов. В разделе 2.4 сформулированы основные выводы.

Третья глава посвящена анализу ограничений на адронные модели гамма-излучения блазаров. В разделе 3.1 описаны преимущества метода стекового анализа. В разделе 3.2 описан анализ данных. В разделе 3.3 проводится обсуждение ограничений на адронные модели, полученных из анализа данных, спектров нейтрино в модели вакуумного зазора, анализируются области параметров источников, удовлетворяющих установленным ограничениям.

ГЛАВА 1

МОДЕЛЬ ПОПУЛЯЦИИ ИСТОЧНИКОВ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

1.1 Черная дыра во внешнем магнитном поле в вакууме. Модель ускорения заряженных частиц

“Игрушечная” модель ускорения частиц в магнитосфере черной дыры была введена в работах [110, 111]. Кратко обсудим эту модель и ее параметры.

Представим, что стационарно вращающаяся черная дыра без электрического заряда погружена во внешнее магнитное поле, однородное на масштабах порядка горизонта событий. В общем случае, магнитное поле наклонено на некоторый угол χ по отношению к оси вращения черной дыры. Существует хорошо известное точное решение уравнений Максвелла в метрике Керра для каждого угла наклона χ для асимптотически однородного магнитного поля [112, 113]. Например, если $\chi = 0$, электрическое поле, индуцированное вращением черной дыры, параллельно магнитному на оси симметрии, и его направление зависит от направлений магнитного поля и угловой скорости черной дыры. Таким образом, в областях около оси вращения частицы, движущиеся вдоль линий магнитного поля, ускоряются электрическим полем.

В этом случае, радиальные компоненты электрического и магнитного полей в единицах $\hbar = c = G = 1$ в локально невращающейся системе отсчета на оси симметрии будут равны:

$$\begin{aligned}
 B_{\hat{r}} &= B_0 \left(1 - \frac{4a^2 M r}{(r^2 + a^2)^2} \right), \\
 E_{\hat{r}} &= -\frac{2a M B_0 (r^2 - a^2)}{(r^2 + a^2)^2},
 \end{aligned}
 \tag{1.1}$$

здесь M – масса черной дыры, $a \leq M$ – удельный угловой момент, r – радиальная координата, а B_0 – внешнее однородное магнитное поле.

Если пренебречь потерями энергии, максимальная энергия, которую может получить ускоряемая частица с зарядом Ze , определяется наличием разности потенциалов вдоль оси вращения:

$$\mathcal{E}_{\max}(a) = \int_{r_{\text{hor}}}^{r_{\text{max}}} ZeE(r, a)dr, \quad (1.2)$$

$r_{\text{hor}} = M + \sqrt{M^2 - a^2}$ – радиус горизонта черной дыры, где начинается ускорение частиц, r_{max} ограничивает размер области вдоль оси вращения, где ускорение возможно (в [111], эта область называется “вакуумным зазором” из-за отсутствия большого количества заряженных частиц в этой области, кроме одиночной ускоряемой пробной частицы, которая не изменяет электромагнитное поле).

Можно переписать уравнение (1.2) для разности потенциалов и \mathcal{E}_{\max} в терминах усредненного по расстоянию электрического \bar{E}

$$\mathcal{E}_{\max}(a) = Ze\bar{E}(a)H,$$

$$\bar{E}(a) = \frac{1}{H} \int_{r_{\text{hor}}}^{r_{\text{max}}} ZeE(r, a)dr,$$

где $H = r_{\text{hor}} - r_{\text{max}}$.

Используя (1.1), получаем

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_{\max}(a) &= 2ZeMB_0 \left. \frac{ra}{r^2 + a^2} \right|_{r_{\text{hor}}}^{r_{\text{max}}} \\ &= 2aZeMB_0 \left[\frac{(r_{\text{hor}} + H)}{(r_{\text{hor}} + H)^2 + a^2} - \frac{r_{\text{hor}}}{r_{\text{hor}}^2 + a^2} \right]. \end{aligned} \quad (1.3)$$

Нетрудно видеть, что выражение в квадратных скобках равно $-H(H + 2Mr_{\text{hor}} - 2a^2)$ и поэтому всегда отрицательно при любом значении H (угловой момент на единицу массы колеблется между нулем и M). Таким образом, для параллельного магнитного поля и момента импульса, $aM > 0$ и радиальная компонента электрического поля $E_{\hat{r}}$ на оси вращения черной дыры отрицательна. Если есть отрицательные заряды рядом с осью вращения, они будут ускорены от черной дыры. Согласно (1.3), разница между их энергиями

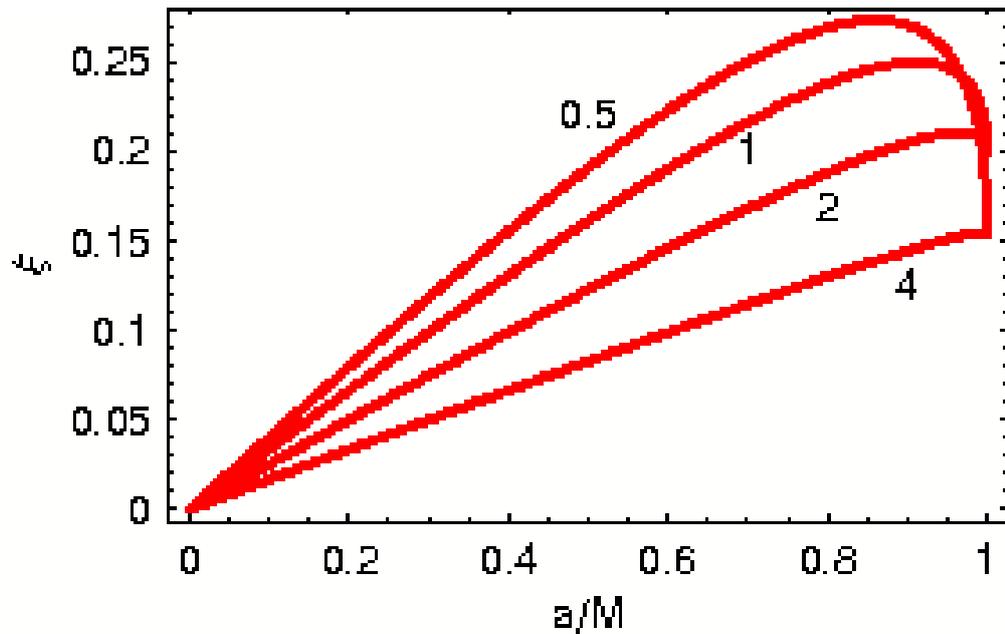


Рис. 1.1. Зависимость нормированной максимальной энергии ξ от удельного углового момента a черной дыры с массой M для различных значений размера вакуумного зазора H (около кривых помечены значения H/M).

на r_{\max} и r_{hor} положительна, поэтому они получают энергию при движении вдоль оси вращения от черной дыры. С другой стороны, когда магнитное поле и момент импульса антитипараллельны, проекция электрического поля на ось вращения черной дыры положительна. Поэтому положительно-заряженные частицы, расположенные вблизи оси вращения, ускоряются от черной дыры. Согласно уравнению (1.3), изменение энергии в этом случае положительно, для положительно-заряженных частиц.

В статье [111] выражение $\mathcal{E}_{\max} \sim ZeB_0H$ было использовано вместо уравнения (1.3); однако, более точно, (1.3) подразумевает $\mathcal{E}_{\max} < ZeB_0H$. Отличие $\xi = \mathcal{E}_{\max}/ZeB_0H$ от момента импульса a для различных H показано на Рис. 1.1. Для черных дыр с моментом импульса $a > 0.1M$ и $H \sim (1 - 2)R_S = (2 - 4)M$, получаем $\mathcal{E}_{\max} \sim 0.1 ZeB_0H$; однако, для медленно вращающихся черных дыр, $a < 0.1M$, \mathcal{E}_{\max} варьируется от нуля до $\sim 0.01ZeB_0H$. Далее, R_S обозначает радиус Шварцшильда.

Однако, точное значение \mathcal{E}_{\max} обычно несущественно, так как частицы не могут достичь этой максимальной энергии, из-за неизбежных потерь энергии,

связанных с ускоренным движением частицы. Энергия частиц определяется балансом между потерями энергии и приростом энергии в единицу времени:

$$\frac{d\mathcal{E}_+}{dt} = \frac{d\mathcal{E}_-}{dt}.$$

Как было показано в [111], протоны могут быть ускорены до энергии 10^{20} eV только если магнитное поле практически параллельно оси вращения. В этом случае только изгибное излучение важно для ускоряемой частицы, а не синхротронное. Заметим, что мы не учитываем потери энергии, связанные с взаимодействием ускоренных частиц в источнике. Максимальная энергия ускоренных частиц:

$$\mathcal{E}_{\text{curv}} = \left(\frac{3}{2}\right)^{1/4} \frac{A}{Z^{1/4}} \frac{m}{e^{1/4}} E^{1/4} R^{1/2},$$

$$\mathcal{E}_{\text{curv}} \approx 1.23 \times 10^{22} \text{ eV} \frac{A}{Z^{1/4}} \left(\frac{B_0}{1 \text{ G}}\right)^{1/4} \left(\frac{R}{1 \text{ kpc}}\right)^{1/2} \kappa^{1/4}, \quad (1.4)$$

где B_0 – это внешнее магнитное поле, $R \sim R_S/\chi$ – радиус кривизны линий магнитного поля, Ze – заряд частицы, Am – масса частицы (A – атомный номер, m – масса нуклона), κ это коэффициент между электрическим полем и внешним магнитным полем, $|E_{\hat{r}}| = \kappa B_0$ (см. (1.1)). Заметим, что κ является функцией углового момента a и координаты r . Отметим, что численно, $\mathcal{E}_{\text{curv}} < \mathcal{E}_{\text{max}}$, см. [91], и поэтому $\mathcal{E}_{\text{curv}}$ определяет фактическую максимальную энергию. Для простоты, мы предполагаем, что все частицы начинают при одинаковых начальных условиях и поэтому все они разгоняются до одной и той же энергии $\mathcal{E}_{\text{curv}}$.

Исходная модель в [111] рассматривает магнитное поле B_0 как свободный параметр. Однако, можно заметить, что поле ограничено и, в частности, не может быть слишком большим (см. [91]). Максимальное значение магнитного поля определяется [114, 115] Эддингтоновским пределом, $B_{\text{Ed}} = 10^4 \left(\frac{M}{10^9 M_{\odot}}\right)^{-1/2} \text{ G}$. Хотя эта оценка может быть получена несколькими различными способами, ее наиболее простой смысл заключается в том,

что плотность энергии магнитного поля равна плотности энергии аккрецирующей плазмы, соответствующей Эддингтоновской светимости. Для получения максимально возможной энергии частиц, мы должны предположить, что внешнее магнитное поле равно пределу Эддингтона, $B_0 = B_{\text{Ед}}$. Ниже, мы найдем спектр космических лучей в рамках этой модели. Для этой цели мы заинтересованы в фактической максимальной энергии частицы, как функции массы черной дыры M , больше чем в максимальном пределе. Поэтому мы должны понимать, что магнитное поле может отличаться от предела Эддингтона. В общем случае, мы можем параметризовать внешнее магнитное поле следующим образом:

$$B_0 = k B_{\text{Ед}} \left(\frac{M}{10^9 M_{\odot}} \right)^{\alpha},$$

где α и k – некоторые параметры. Заметим, некоторые реалистичные модели предсказывают такой вид зависимости, например, модель Шакуры-Сюняева [116, 117] ($k \approx 0.31$, $\alpha = 0$) или модель из [118] ($k \approx 0.0093$, $\alpha \approx -0.31$; см. рис. 2 в [91] для сравнения с данными наблюдений). Мы рассмотрим эти варианты ниже. Имеем

$$\mathcal{E}_{\text{curv}} \approx 2.9 \times 10^{20} \text{ eV} \frac{A}{Z^{1/4}} \left(\frac{M}{10^9 M_{\odot}} \right)^{\frac{3}{8} + \frac{\alpha}{4}} \left(\frac{\chi}{1^\circ} \right)^{-\frac{1}{2}} (k\kappa)^{\frac{1}{4}}. \quad (1.5)$$

Во время ускорения, частица излучает. Нам необходимо получить верхний предел на это излучение. Пиковая энергия фотонов определяется энергией частиц \mathcal{E} ,

$$\mathcal{E}_{\gamma} = \frac{3}{2} \frac{\mathcal{E}^3}{m^3 R},$$

для верхнего предела, мы берем $\mathcal{E} = \mathcal{E}_{\text{curv}}$,

$$\mathcal{E}_{\gamma} \sim 14 \text{ TeV} \frac{A^3}{Z^{3/4}} \left(\frac{M}{10^9 M_{\odot}} \right)^{\frac{1}{8} + \frac{3\alpha}{4}} \left(\frac{\chi}{1^\circ} \right)^{-1/2} (k\kappa)^{\frac{3}{4}}.$$

Отношение светимостей в фотонах, L_{γ} , и в космических лучах, L_{CR} , можно оценить путем сравнения полной имеющейся разности потенциалов в области ускорения вдоль оси вращения и его части, потраченной на разгон

частиц:

$$\eta = \frac{L_\gamma}{L_{CR}} = \frac{\mathcal{E}_{\max}}{\mathcal{E}_{\text{curv}}},$$

$$\eta = 3.12 \left(\frac{M}{10^9 M_\odot} \right)^{\frac{1}{8} + \frac{3\alpha}{4}} \left(\frac{\chi}{1^\circ} \right)^{1/2} \frac{Z^{5/4}}{A} \xi \kappa^{-1/4} k^{3/4}, \quad (1.6)$$

где $(\xi \kappa^{-1/4}) \sim (0.1 - 2)$ для $0 < a < M$ и $R_S < H < 6R_S$. В численных расчетах, представленных ниже, мы используем $\kappa^{1/4} = 0.7$ и $\xi = 0.25$, см. рис. 1.1, 1.3.

Подводя итог, модель, которую мы используем, предполагает монохроматический спектр ускоренных частиц с $\mathcal{E} = \mathcal{E}_{\text{curv}}$, см. уравнение (1.4), в каждом источнике. Величина $\mathcal{E}_{\text{curv}}$ зависит, для данной модели магнитного поля, только от массы M СМЧД (отсюда следует, что нам не надо рассматривать ускорение других частиц, кроме протонов). Общий поток от источника остается свободным параметром.

1.2 Популяция источников и наблюдаемый спектр

Обсудив, в предыдущем разделе, модель ускорения частиц в одном источнике, мы переходим к рассмотрению популяции источников. В рамках рассматриваемой модели свойства источника, в основном, определяются массой сверхмассивной центральной черной дыры, и, в меньшей степени, её угловым моментом.

Для восстановления спектра космических лучей в данной модели необходимо рассмотреть популяцию сверхмассивных черных дыр, их распределение по массам и соответствующее распределение соответствующих предполагаемых источников космических лучей по светимостям. В соответствии с вышесказанным, положим, что средняя светимость источников L определяется массой черной дыры M

$$L_{CR} \propto M^\beta, \quad (1.7)$$

где β - это дополнительный параметр модели. Заметим, что не каждая сверхмассивная черная дыра может работать как источник космических лучей, так как для применимости рассмотренной выше упрощенной модели ускорения источник должен обладать определенными свойствами (например, малый угол наклона внешнего магнитного поля к оси вращения, размер ускоряющей области не порядка размера горизонта черной дыры, почти полное отсутствие заряженных частиц вблизи черной дыры, налагающее строгие ограничения на свойства аккреционного потока). Доля источников, в которых может работать соответствующий механизм, также учтена с помощью параметра β в выражении для средней светимости источника в космических лучах (1.7). Наблюдаемый спектр космических лучей может быть получен сверткой функции масс сверхмассивных черных дыр со спектром космических лучей от одного источника (монохроматическим в рассматриваемой модели) и параметризацией (1.7), с учётом эффектов распространения космических лучей от источника к наблюдателю.

1.2.1 Функция масс черных дыр

Измерения масс сверхмассивных черных дыр доступны только в очень ограниченном числе случаев. Однако, существуют косвенные методы оценки масс черных дыр [119]. Несмотря на возможную неточность методов при измерениях масс конкретных источников, эти методы позволяют получить средние характеристики популяции черных дыр, см. [120].

Важным свойством функции масс сверхмассивных чёрных дыр является её эволюция: сверхмассивные черные дыры быстро растут [121]. Для наших вычислений, мы используем функции масс черных дыр, определенные на разных космологических красных смещениях [122]. Из двух функций масс, представленных в [122], мы выбираем ту, что вычислена на основе звездных функций масс, так как она связана с меньшими статистическими неопределенностями. Систематические ошибки функции масс могут быть оценены из

[120] и невелики по сравнению с общей точностью в рассматриваемой модели ускорения в вакуумных зазорах.

1.2.2 Наблюдаемый спектр

Прежде, чем достичь Земли, ускоренные протоны могут взаимодействовать с фоновым микроволновым излучением. Два главных процесса, изменяющих форму спектра распространяющихся космических лучей - фотопионное рождение и рождение электрон-позитронных пар. Первый процесс приводит к сильному подавлению потока фотонов с энергиями выше нескольких десятков EeV , известный как ГЗК эффект [85, 86], в то время как последний процесс в основном определяет подавление при энергиях ниже $10 EeV$, приводящему к появлению “провала” в спектре [123, 124].

Мы используем численный код, разработанный в работе [125]. Этот код также прослеживает рожденные при взаимодействиях вторичные частицы. Используется кинетический подход и вычисляется распространение нуклонов, стабильных лептонов и фотонов с учетом стандартных доминирующих процессов (см. [126]).

На Рис.1.2 изображен предсказываемый рассматриваемой моделью спектр космических лучей, лучшим образом соответствующий спектру Auger [127] для различных зависимостей магнитного поля B_0 в области ускорения в источнике от массы черной дыры M , рассматриваемым в предыдущем разделе. Красные линии соответствуют магнитному полю B_0 , определяемому Эддингтоновым пределом, зеленые соответствуют модели Шакуры-Сюняева [116, 117] и синие соответствуют модели из работы [118]. Полная нормировка потока является свободным параметром. Кроме того, спектр посчитан для двух значений наклона угла магнитного поля к оси вращения черной дыры $\chi = 1^\circ$ и 5° , параметр β в (1.7) изменяется в пределах $-1 < \beta < 2$. Значения параметров, наилучшим образом соответствующие наблюдаемому спектру, указаны на Рис.(1.2). Первые две модели неплохо соответствуют наблюдае-

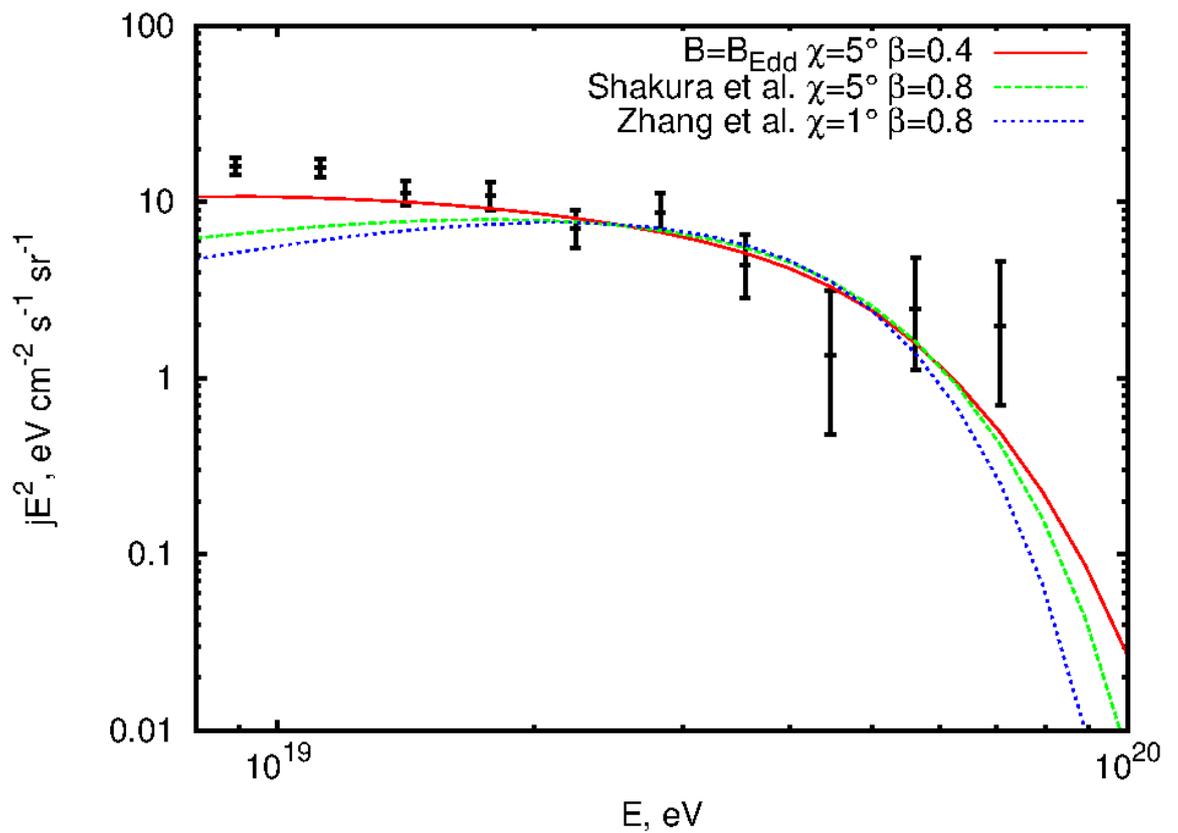


Рис. 1.2. Предсказываемый моделью поток космических лучей для трех различных предположений о магнитном поле СМЧД, см. обозначения на рис. и объяснения в тексте, и данные эксперимента Auger [127].

тому спектру при энергиях выше 10 EeV .

1.3 Ограничения

В этом разделе мы обсуждаем дополнительные проверки согласованности модели. Мы оцениваем сопутствующее гамма-излучение, которое не должно превышать наблюдаемый диффузный гамма-фон, концентрацию источников и светимость одного источника. Мы показываем, что модель удовлетворяет соответствующим ограничениям. Для оценок по порядку величины мы полагаем магнитное поле в области ускорения порядка эддингтоновского предела $B_0 \sim B_{Edd}$.

1.3.1 Концентрация источников

Убедимся, что локальная концентрация источников космических лучей с энергиями $E \sim 6 \times 10^{19}$ не противоречит ограничению [88], основанному на статистике кластеризации. Мы интегрируем функции масс черных дыр на малых красных смещениях $z < 0.1$ в диапазоне масс черных дыр, соответствующем интересующим нас энергиям космических лучей.

Зависимость энергии частицы от массы черной дыры дается выражением (1.5). Каждая масса черной дыры соответствует диапазону энергий ускоренной частицы в соответствии с изменением значений параметра κ . Функция масс черных дыр включает в себя все черные дыры с фиксированной массой M и, следовательно, все черные дыры со всеми возможными значениями параметра κ , если такие есть. Таким образом, нижний предел масс черных дыр, которые могут обеспечивать протоны с энергиями из рассматриваемого интервала, определяется значением энергии $E = 6 \times 10^{19} \text{ эВ}$ и максимальным значением параметра κ . При размере зазора порядка гравитационного радиуса, максимальное значение параметра $\kappa^{1/4}$ есть ~ 0.7 (см. рис.1.3). Массы черных дыр, соответствующие энергиям $E \geq 6 \times 10^{19} \text{ эВ}$, лежат в диапазоне

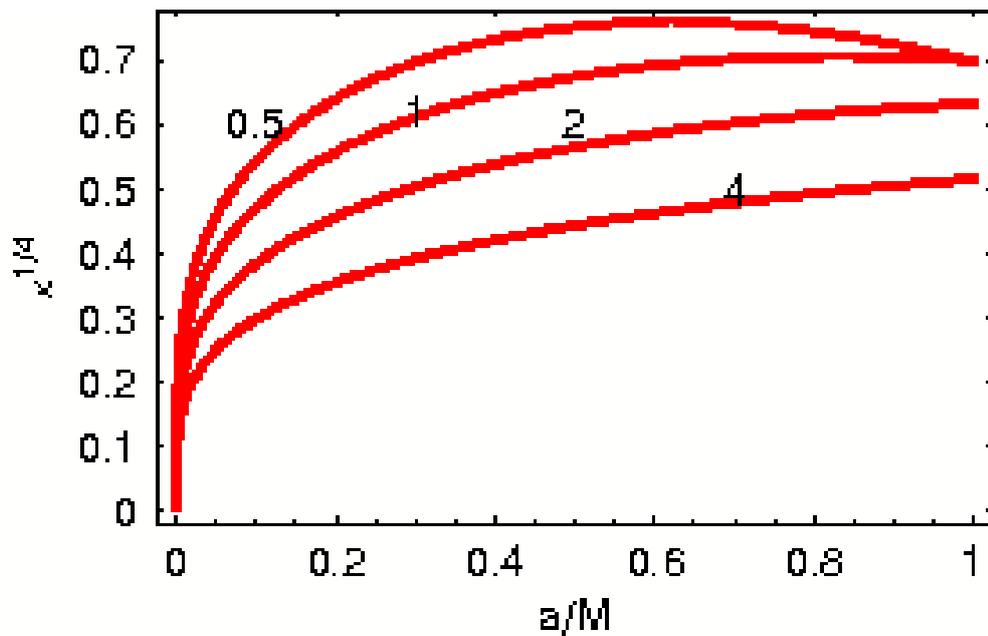


Рис. 1.3. Зависимость коэффициента $\kappa^{1/4}$ от углового момента a для черной дыры с массой M для различных размеров вакуумного зазора H (около кривых написаны отношения H/M).

$M \geq 10^7 M_\odot$. Интегрируя функцию масс в данном диапазоне масс при соответствующих красных смещениях, получаем

$$n = \int_{M_{min}}^{M_{max}} \frac{dn}{d \log M} d \log M \quad (1.8)$$

Для данных функций масс интеграл насыщается на нижнем пределе и максимальное значение массы M_{max} может быть выбрано произвольно. Мы получаем следующую оценку концентрации источников

$$n \sim 10^{-3} \frac{1}{\text{Мпк}^3} \quad (1.9)$$

Таким образом, полная концентрация источников выше нижней границы, полученной из анализа отсутствия кластеров событий регистрации космических лучей $n_{lim} \geq 10^{-4} \text{ Мпк}^{-3}$. Однако, как обсуждалось выше, только некоторая доля от общей концентрации n соответствует настоящей концентрации источников. Наше оценка $n \sim 10^{-3} \text{ Мпк}^{-3}$ свидетельствует о том, что количество источников космических лучей должно составлять не менее нескольких процентов от общего числа сверхмассивных черных дыр соответствующих

масс.

1.3.2 Светимость источника

Очевидная оценка светимости одного источника может быть получена следующим образом. Рассмотрим наблюдаемый поток космических лучей с энергиями $\mathcal{E} \geq 6 \times 10^{19}$ эВ. Величина $j(\mathcal{E})$ определяется как

$$j(\mathcal{E}) = \frac{1}{4\pi} \frac{1}{\mathcal{E}} \frac{dN}{d\mathcal{E}} = \frac{1}{4\pi} \frac{dF}{d\mathcal{E}}, \quad (1.10)$$

где $N(\mathcal{E})$ есть число частиц с энергией $\leq \mathcal{E}$ на единицу площади в единицу времени. Из данных [83, 84] получаем оценку потока $F \sim 1.3 \times 10^5$ эВ/м² · с.

С другой стороны, этот поток создается источниками, находящимися в пределах сферы ГЗК, где радиус ГЗК горизонта составляет ~ 130 Мпк для энергий $\mathcal{E} \sim 6 \times 10^{19}$ эВ, см. [128]. Предположим, что все эти источники имеют примерно одинаковые светимости в космических лучах, независимо от массы черной дыры (в соответствии со значениями параметра β , наилучшим образом фитирующий наблюдаемый спектр). Поскольку в этом случае радиус ГЗК сферы соответствует очень малым красным смещениям $z < 0.1$, можно пренебречь эволюцией концентрации источников с красным смещением. Для оценок по порядку величины, мы также пренебрегаем различием между энергией протонов, с которыми они были излучены, и их конечной энергией, детектируемой на Земле. Мы также используем максимальную концентрацию источников, вычисленную интегрированием функции масс (1.9). Поток от одного источника, находящегося на расстоянии d от нас, есть $F_0 = L_0 / (4\pi d^2)$. Тогда полный поток

$$F = \int_0^{R_{GZK}} F_0 n dV = L_0 n R_{GZK}. \quad (1.11)$$

При $n \sim 10^{-3}$ Мпк⁻³ получаем $L_0 \sim 6 \times 10^{39}$ эрг/с. Соответствующая светимость гамма-излучения $L_\gamma = \eta L_0$, где η определяется выражением (1.6).

Находим

$$L_\gamma \sim 10^{40} \left(\frac{M}{10^9 M_\odot} \right)^{1/8} \left(\frac{\chi}{1^\circ} \right)^{1/2} \frac{\text{эрг}}{\text{с}} \quad (1.12)$$

Это значение ниже характерной болометрической светимости активных ядер галактик $L_{AGN} \sim 10^{41} - 10^{45}$ эрг/с, и ниже предела Эддингтона $L_{Edd} = 10^{47} (M/10^9 M_\odot)$ эрг/с. Для предельной концентрации источников $n \sim 10^{-4}$, L_γ также не превышает соответствующих ограничений.

Во всех случаях, светимость не так далека от светимости АЯГ, и возникает естественный вопрос: можем ли мы видеть наши TeV-источники как точечные? Простая оценка потока TeV-ных фотонов, связанных с ускорением частиц от одного из ближайших источников, $R \sim 10$ Мрс, дает ответ: мы не можем видеть их как точечные источники, поскольку поток из одного источника меньше, чем чувствительность телескопов. Действительно, поток $F_\gamma \sim 10^{-1} \frac{\text{eV}}{\text{cm}^2 \cdot \text{s}}$ соответствует скорости счет $\sim 10^{-13} \frac{1}{\text{cm}^2 \cdot \text{s}}$, вне досягаемости нынешних ТэВ-телескопов. Конечно, это не значит, что сильные ТэВ-ные источники не могут ускорить частицы сверхвысоких энергий по такому механизму: ТэВ-ное излучение может иметь совершенно другое происхождение.

1.3.3 Диффузный гамма-фон

Несмотря на то, что светимость сопутствующего ускорению протонов гамма-излучения отдельных источников достаточно низка, необходимо оценить полную светимость всех предполагаемых источников во Вселенной (в том числе и вне ГЗК сферы) Излученные изгибные фотоны имеют энергии порядка нескольких ТэВ и, взаимодействуя с инфракрасным фоном, порождают электромагнитный каскад, в котором энергии лидирующих фотонов опускаются вплоть до ГэВ-ного диапазона энергий. Электроны электромагнитного каскада отклоняются магнитными полями, поэтому удаленные источники дают вклад в диффузный фон гамма-излучения. Необходимо проверить, что это вклад не превышает наблюдаемых значений диффузного пото-

ка.

Простая оценка может быть получена следующим образом. Рассмотрим частицы с энергиями $\mathcal{E} \sim 10^{20}$ эВ. Космические лучи с такими энергиями приходят на Землю только из ГЗК сферы, но сопутствующее ускорению в протонов в источнике гамма-излучение приходит с любых расстояний. Зная поток космических лучей рассматриваемых энергий, приходящий из ГЗК сферы, можно оценить их количество во всей Вселенной (учитывая, что число источников зависит от космологического красного смещения z). Предполагая также, что светимость источника в космических лучах связана со светимостью в гамма лучах соотношением (1.6), можно оценить полный поток гамма-излучения от всех источников. Поток гамма-излучения на Земле, (??), выражен в терминах энергии в момент регистрации \mathcal{E} , которая, в общем случае, отличается от энергии фотона в источнике \mathcal{E}_{in} . В частности, учет расширения Вселенной (в пренебрежении потерями энергии) дает $\mathcal{E} = \mathcal{E}_{in} (1 + z)^{-1}$. Число излученных частиц в единицу времени также в $(1 + z)$ раз выше, чем число регистрируемых в единицу времени на Земле частиц. Вклад от источников, находящихся на красном смещении z определяется как

$$dj(\mathcal{E}, z) = \frac{1}{4\pi} \frac{dn_{BH}(M(\mathcal{E}_{in}))}{d\mathcal{E}_{in}} \frac{dN_0}{dt} \frac{1}{S(z)} dVz, \quad (1.13)$$

где $n_{BH}(M(\mathcal{E}_{in}))$ есть концентрация источников с массами $\leq M(\mathcal{E}_{in})$ (зависимость $M(\mathcal{E})$ определяется выражением (1.5)), при красном смещении z , dN_0/dt есть число детектируемых частиц в единицу времени от одного из источников, испущенных с энергией \mathcal{E}_{in} , dV объем сферического слоя на расстоянии z от нас, $S(z)$ есть площадь сферы с радиусом равным расстоянию от источника до Земли (так как мы вычисляем число частиц на единицу площади на Земле). Для одного источника светимость в космических лучах определяется как

$$L(\mathcal{E}_{in}) = \mathcal{E}_{in} \frac{dN_{0,in}}{dt}, \quad (1.14)$$

где dN_0^{in}/dt есть число частиц с энергией \mathcal{E}_{in} , излучаемых источником в еди-

ницу времени. Мы предполагаем, что источник монохроматический в космических лучах и энергия \mathcal{E}_{in} определяется массой черной дыры $M(\mathcal{E}_{in})$.

Для плоской Вселенной имеем $S = 4\pi a_0^2 \rho(z)^2$ и $dV = S a_0 d\rho(z)$, где

$$\rho(z) = \int_0^z \frac{dz}{H(z)a_0} \quad (1.15)$$

есть геодезическое расстояние от Земли до источника. Наконец,

$$j(\mathcal{E}) = \int_0^{z_{max}} \frac{1}{4\pi} \frac{dn_{BH}(M((1+z)\mathcal{E})) L((1+z)\mathcal{E})}{d \log \frac{M}{M_\odot}} \frac{d \log \frac{M}{M_\odot}}{(1+z)^2 \mathcal{E}} \frac{d \log \frac{M}{M_\odot}}{d \mathcal{E}_{in}} \Bigg|_{M((1+z)\mathcal{E})}, \quad (1.16)$$

где $dn_{BH}/d \log M$ есть функция масс для заданного красного смещения z [122], z_{max} - красное смещение наиболее удаленного источника. Здесь нас интересуют значения функции масс в точках $M((1+z)\mathcal{E})$ как функция z . Эта функция может быть вычислена с использованием данных из [122]. Из уравнения (1.5) находим

$$\frac{d \log \frac{M}{M_\odot}}{d \mathcal{E}_{in}} (M((1+z)\mathcal{E}_{in})) \sim \frac{1.16}{\mathcal{E}_{in}} = \frac{1.16}{(1+z)\mathcal{E}} \quad (1.17)$$

Положим для оценки, что все источники имеют одинаковую светимость $L((1+z)\mathcal{E}) = L_0$. Это предположение согласуется с результатами раздела ?? Интегрируя соотношение (1.16) для $z_{max} = 0.01$ и $z_{max} = 2$ вычисляем отношение потоков космических лучей из пространства, ограниченного ГЗК сферой и всей Вселенной в пренебрежении ГЗК эффектом при $\mathcal{E} = 10^{20} \text{eV}$

$$\frac{\mathcal{E}^2 j(\mathcal{E})_{tot}}{\mathcal{E}^2 j(\mathcal{E})_{GZK}} \sim 20. \quad (1.18)$$

Учитывая наблюдаемый поток космических лучей при $\mathcal{E} = 10^{20} \text{eV}$ (2),(3), находим

$$\mathcal{E}^2 j(\mathcal{E})_{tot} \sim 10^5 \frac{\text{эВ}}{\text{м}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{стер}}. \quad (1.19)$$

Откуда, с учетом соотношения $L_\gamma = \eta L$ и (1.6), получаем оценку

$$\mathcal{E}^2 j(\mathcal{E})_\gamma \sim 10^5 \frac{\text{эВ}}{\text{м}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{стер}}, \quad (1.20)$$

Также проводим детальное численное моделирование вторичного потока гамма-излучения. Спектр инжекции изгибаемых фотонов аналогичен спектру синхротронного излучения [129],

$$I(\omega) \approx 2\sqrt{3}Z^2 e^2 \gamma \frac{\omega}{\omega_c} \int_{2\omega/\omega_c}^{\infty} K_{5/3}(x) dx,$$

где

$$\omega_c = 3 \frac{\gamma^3}{R}$$

есть “критическая” частота (для более высоких частот интенсивность излучения пренебрежимо мала), ω частота излученных фотонов, $K_{5/3}$ есть функция Макдональда, $\gamma = (\mathcal{E}/m)$ Лоренц-фактор частицы, R радиус кривизны траектории частицы (для излучения кривизны R постоянно и равно радиусу кривизны магнитных линий). Полный поток фотонов от одного источника связан с потоком космических лучей коэффициентом η , Eq. (1.6). Для модельного спектра, наиболее соответствующего наблюдаемым данным, из раздела 1.2.2, используется та же численная схема вычисления для описания распространения сопутствующего гамма-излучения и вычисления наблюдаемого потока. Результат представлен на Рис. 1.4. Сопутствующее ускорению излучение не превышает диффузного гамма-фона.

1.4 Выводы по главе 1 и обсуждение

В первой главе построена и исследована модель популяции многочисленных источников космических лучей сверхвысоких энергий, в предположении, что космические лучи ускоряются в окрестностях сверхмассивных черных дыр в центрах галактик. Предположения модели:

- космические лучи ускоряются однородным электрическим полем у горизонта черной дыры [111]; конфигурация электромагнитного поля задается решениями уравнений Максвелла для вращающейся черной дыры во внешнем однородном магнитном поле в вакууме [112, 113] и опре-

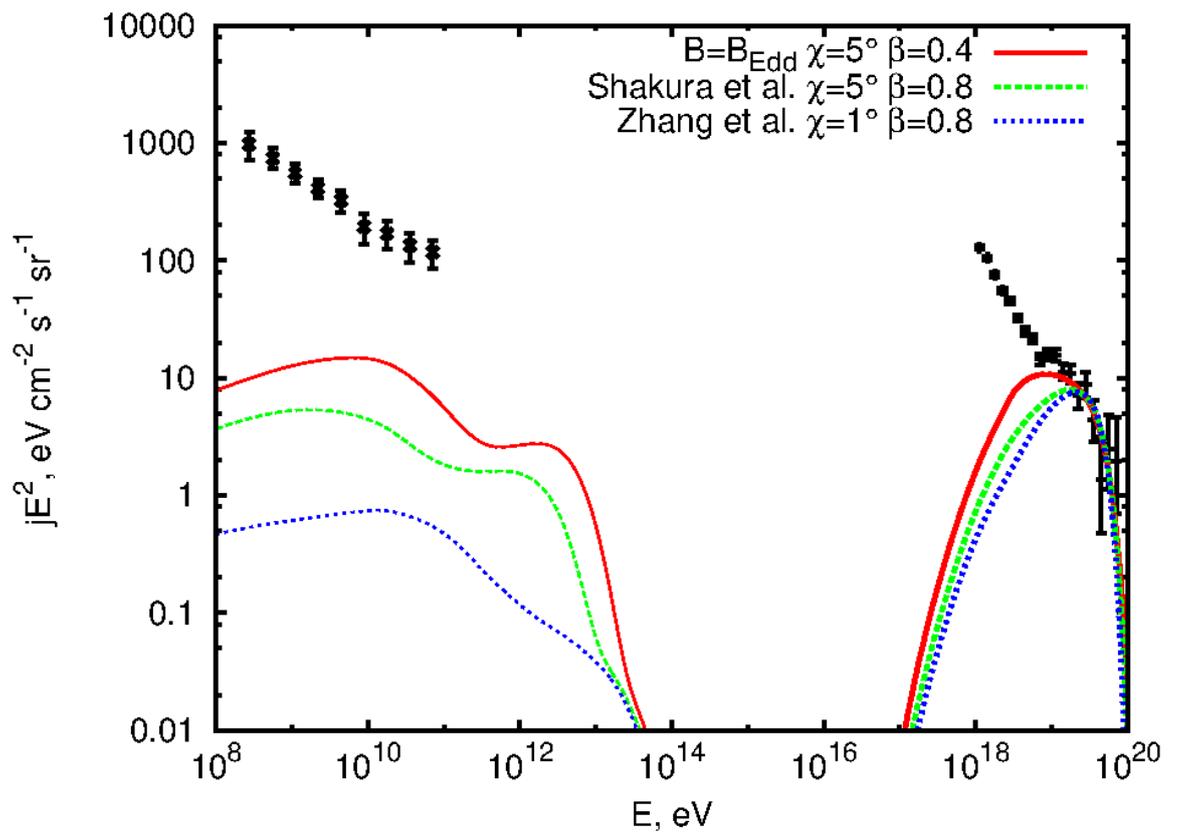


Рис. 1.4. Спектр гамма-излучения, предсказанный теми же моделями, что и на Рис. 1.2

деляется массой черной дыры M , её угловым моментом a и внешним магнитным полем B_0 ;

- все частицы космических лучей, ускоренные в окрестностях заданной черной дыры, имеют одинаковые начальные условия и, таким образом, все ускоряются до одной и той же энергии, ограниченной потерями энергии на изгибное излучение. Эта энергия вычисляется в модели и при заданном внешнем магнитном поле B_0 зависит только от массы черной дыры M . Магнитное поле определяется моделью аккреционного потока, в который погружена черная дыра. Зависимость от углового момента a размывает спектр космических лучей от черных дыр заданной массы M лишь незначительно;
- средний поток космических лучей от источника (который учитывает долю источников, в которых данная модель ускорения может работать) зависит от массы черной дыры $L_{CR} \propto M^\beta$ степенным образом, нормализация потока и показатель степени β являются свободными параметрами модели (модельный спектр, наиболее лучшим образом соответствующий наблюдательным данным, см. Рис.1.2, указывает на то, что эта зависимость слабая $\beta \sim 0.8$);
- концентрация источников определяется функцией масс черных дыр, с учетом её эволюции с космологическим красным смещением z .

В рамках сделанных предположений при заданном соотношении $B_0(M)$ (рассмотрены три возможные зависимости $B_0(M)$), в модели остается два свободных параметра, которые определены, фитируя наблюдаемый на Земле поток космических лучей. Используя найденные таким образом параметры модели, модель была проверена на согласованность:

- концентрация источников достаточно велика и удовлетворяет ограничениям, полученным из анализа отсутствия кластеризации направлений прихода космических лучей сверхвысоких энергий;

- светимость сопутствующего ускорению космических лучей гамма-излучения одного источника, определяемая из нормализации потока и концентрации источников, не слишком велика и не превышает допустимых пределов;
- полный поток сопутствующего гамма-излучения не превышает наблюдаемый диффузный фон в ГэВ-ом диапазоне энергий.
- Светимость каждого источника в гамма-диапазоне недостаточна для разрешения его как точечного.

Предложенная модель популяции источников успешно описывает наблюдаемый спектр космических лучей сверхвысоких энергий и удовлетворяет необходимым условиям самосогласованности.

В построенной в данной главе модели популяции можно более детально учесть зависимость от углового момента черной дыры. Однако, в соответствии с соотношением между массой и угловым моментом черной дыры, предложенным в [43], учет распределения черных дыр по угловому моменту не приведет к существенным изменениям в модельном спектре космических лучей, в рамках построенной популяции источников.

Точность предсказаний модели популяции источников может быть улучшена с учетом более реалистичной модели ускорения в окрестностях черных дыр, в частности, с учетом наличия отличной от нулевой концентрации зарядов в окрестности черной дыры, влияния аккреционного потока на свойства возможной области ускорения, рассмотрения конкретных типов источников с характерными значениями параметров. Частично это реализовано в главе 2, где рассмотрено ускорение частиц в вакуумных зазорах заполненных плазмой магнитосфер черных дыр. В главе 2 учтена зависимость параметров системы от типа рассматриваемого источника. Однако, исследуемая в главе 2, модель ускорения, строго говоря, применима для небольших зазоров $H < R_{hor}$, поэтому в рамках неё, и в соответствии с оценками настоящей главы, не удастся достичь сверхвысоких энергий космических лучей.

Разработка самосогласованной модели ускоряющих областей в окрестностях черных дыр, позволяющей осуществить переход от вакуумной модели с зазором порядка размера горизонта черной дыры к модели с вакуумным или частично экранированным зазором в заполненной плазмой магнитосфере, учитывающей также влияние наличия зазора на глобальное строение магнитосферы черной дыры, - дело будущего.

Данный подход позволит определить, какие именно типы объектов могут обеспечивать наблюдаемый поток космических лучей. Таким образом параметры модели, являющиеся свободными в настоящей главе, могут быть определены теоретически.

Другой интересный вопрос относится к низкоэнергетичной части спектра при энергиях $10^{18.5} - 10^{19}$ эВ, где, как видно из Рис. 4, обсуждаемый механизм ускорения не позволяет объяснить наблюдаемый спектр в следствие подавления функции масс черных дыр при низких значениях массы. Можно предположить, что данное подавление компенсируется значительным вкладом космических лучей, ускоренных в окрестности черной дыры в нашей Галактике, масса которой, действительно соответствует энергии космических лучей в подавленной по сравнению с наблюдаемым части модельного спектра. Однако, численный анализ данного предположения, требует детального изучения физических свойств и возможного ускорения частиц в галактическом центре.

ГЛАВА 2

УСКОРЕНИЕ ЧАСТИЦ В ВАКУУМНЫХ ЗАЗОРАХ В БЕССИЛОВОЙ МАГНИТОСФЕРЕ ЧЕРНОЙ ДЫРЫ.

В предыдущей главе построена популяция источников космических лучей и гамма-излучения в модели ускорения заряженных частиц вблизи вращающейся черной дыры во внешнем магнитном поле в вакууме. В настоящей главе учитывается, что пространство вокруг черной дыры может быть заполнено плазмой, источником которой может служить как сам аккреционный поток, поддерживающий магнитное поле у черной дыры, так и его излучение, служащее источником рождения электрон-позитронных пар в фотон-фотонных взаимодействиях.

В настоящей главе рассматривается ускорение заряженных частиц в вакуумных зазорах в магнитосферах черных дыр. Предполагается, что намагниченность плазмы вблизи черной дыры достаточно велика и магнитосфера может быть рассмотрена в бессиловом приближении [131, 132]. Черная дыра погружена в радиационно-неэффективный аккреционный поток, характерный для радиогалактик класса ФР-I и лацертид.

2.1 Качественные оценки параметров вакуумного зазора

2.1.1 Положение зазора в магнитосфере черной дыры в бессиловом приближении

С хорошей степенью точности [131], [135] магнитосфера черной дыры может быть описана в рамках бессилового приближения [42], [133], [134], определяемого условиями

$$F_{\alpha\beta}I^\alpha = 0, \quad (2.1)$$

$$(\mathbf{B}^2 - \mathbf{E}^2) > 0, \quad (2.2)$$

где $F^{\alpha\beta}$ – тензор электромагнитного поля Максвелла, I^α – 4-вектор электрического поля. Здесь и далее компоненты электрического \mathbf{E} и магнитного \mathbf{B} полей, плотность заряда ρ_e и тока \mathbf{j} определяются в терминах величин, измеряемых локальными наблюдателями (ОПН), вращающимися со скоростью $-\beta^i = (dx^i/dt)|_{\text{ОПН}} = \omega$, ω – компонента метрики Керра в координатах Бойера-Линдквиста:

$$ds^2 = -\alpha^2 dt^2 + g_{jk}(dx^j + \beta^j dt)(dx^k + \beta^k dt) \quad (2.3)$$

$$g_{rr} = \frac{\rho^2}{\Delta}, \quad g_{\theta\theta} = \rho^2, \quad g_{\phi\phi} = \tilde{\omega}^2, \quad g_{jk} = 0 \text{ for } j \neq k$$

$$\alpha = \frac{\rho\sqrt{\Delta}}{\Sigma}, \quad \beta^r = \beta^\theta = 0, \quad \beta_\phi = -\omega,$$

$$\Delta = r^2 + a^2 - 2Mr, \quad \rho^2 = r^2 + a^2 \cos^2 \theta, \quad \omega = \frac{2aMr}{\Sigma},$$

$$\Sigma^2 = (r^2 + a^2)^2 - a^2 \Delta \sin^2 \theta, \quad \tilde{\omega} = \frac{\Sigma}{\rho} \sin \theta,$$

где M – это масса черной дыры, $a = J/M$ – её удельный угловой момент.

Условие (2.2) означает, что дрейфовая скорость частиц в скрещенных полях \mathbf{E} , \mathbf{B} меньше скорости света. Условие (2.1) следует из закона сохранения тензора энергии-импульса $\nabla_\alpha T^{\alpha\beta} = 0$, в котором пренебрегли вкладом частиц по сравнению с вкладом электромагнитного поля. Условие (2.1) может быть переписано в виде

$$\rho_e \mathbf{E} + [\mathbf{j} \times \mathbf{B}] = 0, \quad (2.4)$$

откуда немедленно следует, что

$$\mathbf{E} \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (2.5)$$

то есть электрическое поле \mathbf{E} всюду перпендикулярно магнитному \mathbf{B} .

В осесимметричном случае при выполнении условий (2.1) и (2.2) электрическое и магнитное поля удобно записать в виде [133] [134]:

$$\mathbf{B} = \frac{\nabla \Psi \times \mathbf{e}_{\hat{\phi}}}{2\pi\tilde{\omega}} - \frac{2I}{\alpha\tilde{\omega}} \mathbf{e}_{\hat{\phi}}, \quad (2.6)$$

$$\mathbf{E} = -\frac{\Omega_F - \omega}{2\pi\alpha} \nabla \Psi, \quad (2.7)$$

где $\Psi = \Psi(r, \theta)$ - магнитный поток в осесимметричной “магнитной поверхности”, образованной вращением магнитной силовой линии, проходящей через точку с координатами (r, θ) , $I(r, \theta)$ - полный электрический ток внутри области $\Psi < \Psi(r, \theta)$, $\Omega_F = \Omega_F(\Psi) = d\phi/dt$ есть координатная “угловая скорость” магнитных линий, постоянная на магнитных поверхностях. Подставляя выражение (2.7) в уравнение Гаусса

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 4\pi\rho_e \quad (2.8)$$

получаем [133]

$$\rho_e = -\frac{1}{4\pi} \vec{\nabla} \cdot \left(\frac{\Omega_F - \omega}{2\pi\alpha} \vec{\nabla} \Psi \right) \quad (2.9)$$

есть плотность заряда, необходимая для полной экранировки нормальной к магнитному компоненты электрического поля \mathbf{E} , то есть выполнения условия $\mathbf{E} \cdot \mathbf{B} = 0$. Плотность заряда, определяемая выражением (2.9) называется плотностью Гольдрайха-Джулиана, обозначается ρ_{GJ} и является релятивистским обобщением известного выражения [136] для случая плоской метрики.

На Рис. 2.1 изображено распределение плотности заряда в бессиловой магнитосфере медленно вращающейся черной дыры $a \ll M$ с квазимонопольным магнитным полем [44].

$$\Psi = \Psi_0 \left[1 - \cos \theta + \left(\frac{a}{M} \right)^2 \cdot f(r, \theta) \right], \quad (2.10)$$

$$\Omega_F = \frac{\Omega_H}{2}, \quad I(\Psi) = \frac{\Omega_F}{4\pi} \left(2\Psi - \frac{\Psi^2}{\Psi_0} \right), \quad (2.11)$$

где Ψ_0 - полный магнитный поток через горизонт черной дыры, $\Omega_H = a/(2Mr_H)$ - “угловая скорость горизонта черной дыры”, предел угловой скорости ОПН и всех частиц с точки зрения бесконечно удаленного наблюдателя $\omega = -\beta_\phi \rightarrow \Omega_H$ при стремлении к горизонту $r \rightarrow r_H$, и, наконец, $f(r, \theta)$ - функция, определяемая в [44].

Численное моделирование показывают, что квазимонопольное или близкое к нему магнитное поле, являющееся простейшей аналитической моделью глобальной структуры магнитного поля в магнитосфере, естественным образом формируется вблизи горизонта черной дыры [131, 132].

Плотность заряда ρ_{GJ} меняет знак на поверхности, близкой к поверхности, определяемой условием $(\Omega_F - \omega) = 0$. Заметим, что смена знака плотности ρ_{GJ} связана с выбором системы отсчета локально невращающихся ОПН и, соответственно, с изменением соотношения между угловой скоростью ОПН $\omega = (d\phi/dt)|_{\text{ОПН}}$ и скоростью магнитных силовых линий Ω_F . Вдали от горизонта ОПН отстают от магнитных силовых линий $(\Omega_F - \omega) > 0$, а при приближении к горизонту - обгоняют их $(\Omega_F - \omega) < 0$.

Бессилое приближение может оказаться неприменимым в областях, где особенности течения плазмы нарушают баланс плотности электрического заряда. Если наблюдается недостаток плотности заряда по сравнению с необходимой плотностью ρ_{GJ} , в таких областях формируется “вакуумный” или частично экранированный вакуумный зазор.

Недостаток плотности заряда в области вблизи горизонта черной дыры и поверхности $\rho_{GJ} = 0$ связан с непрерывным “вымыванием” плазмы, падающей на черную дыру вблизи её горизонта и, с другой стороны, уносимую исходящим потоком в направлении от черной дыры. Действительно, поверхность $\rho_{GJ} = 0$, окружена двумя альфвеновскими поверхностями, аналогом светового цилиндра магнитосферы пульсара [131, 137]. При условии потери углового момента черной дырой, независимо от знака заряда, все частицы плазмы могут пересекать внешнюю альфвеновскую поверхность только в на-

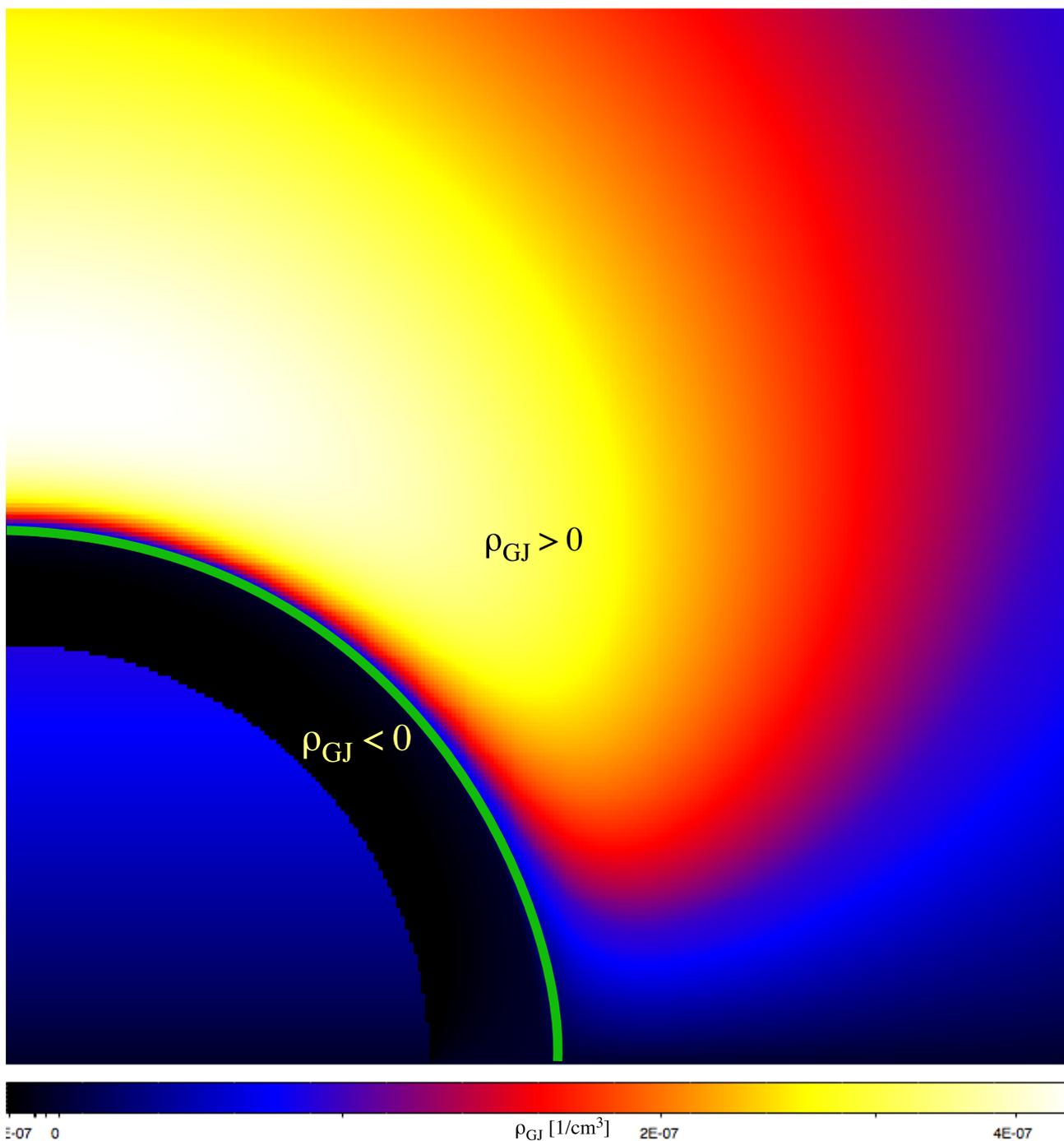


Рис. 2.1. Распределение плотности заряда Гольдрайха-Джулиана в квази-монопольной бессиловои магнитосфере. Угловой момент черной дыры $a = 0.1M$. Горизонт черной дыры соответствует границе синего круга в левом нижнем углу. Черная область соответствует отрицательной плотности заряда. Цветная область изображает распределение положительной плотности заряда $\rho(r, \theta)$ в логарифмическом масштабе по ρ_{GJ} . Зелёная линия изображает положение поверхности $\rho_{GJ} = 0$ - положение вакуумного зазора. Знаки плотности заряда меняются на противоположные при соответствующем изменении направления углового момента черной дыры.

правлении от чёрной дыры, в полной аналогии со световым цилиндром, а внутреннюю - к черной дыре. В отсутствие непрерывной инжекции частиц в области магнитосферы между альфвеновскими поверхностями наблюдается недостаток плотности заряда, в первую очередь, в области с минимальной плотностью заряда, вблизи поверхности $\rho_{GJ} = 0$.

В стационарном случае электрическое поле \mathbf{E} в области с плотностью заряда ρ , отличной от гольдрайховского значения ρ_{GJ} записывается в виде:

$$\mathbf{E} = \frac{1}{\alpha} \nabla \psi + \frac{\Omega_F - \omega}{2\pi\alpha} \nabla \Psi, \quad (2.12)$$

где ψ - электрический потенциал. Подставляя (2.12) в (2.8), находим уравнение на потенциал ψ :

$$\nabla \left(-\frac{1}{\alpha} \nabla \psi \right) = 4\pi (\rho_e - \rho_{GJ}). \quad (2.13)$$

Проекция компоненты электрического поля $\mathbf{E}' = (-\nabla \psi)$ на направление магнитного поля является “ускоряющей” компонентой \mathbf{E}_{\parallel} в области с плотностью заряда ρ , отличной от ρ_{GJ} :

$$\mathbf{E}_{\parallel} = -\frac{1}{\alpha} \frac{(\nabla \psi \cdot \mathbf{B})}{B} \quad (2.14)$$

В общем случае, если плотности плазмы достаточно в рассматриваемой области, плотность заряда перераспределяется так, что параллельная компонента электрического поля нейтрализуется. Если же, вследствие недостатка плазмы, такое перераспределение невозможно, возникает область с ускоряющим электрическим полем, которую и называют зазором.

В случае медленно вращающейся черной дыры $a \ll M$ в монополярном магнитном поле, задача может быть сведена к одномерной и электрическое поле в зазоре \mathbf{E}_{\parallel} определяется уравнением

$$\nabla \cdot \mathbf{E}_{\parallel} = 4\pi (\rho_e - \rho_{GJ}), \quad (2.15)$$

откуда

$$\mathbf{E}_{\parallel} = 4\pi\alpha \sqrt{\frac{g_{rr}}{g}} \int_{r_{in}}^{r_{out}} \sqrt{g} (\rho_e - \rho_{GJ}) dr, \quad (2.16)$$

где r_{in} и $r_{out} = r_{in} + H$ суть внутренняя и внешняя границы зазора, H - толщина зазора, $\mathbf{E}_{\parallel} = 0$ при $r = r_-$ и $r = r_+$. В приближении вакуумного зазора плотность заряда в зазоре равна нулю $\rho_e = 0$, и $\rho_e < \rho_{GJ}$ в случае частичного экранирования. Если зазор достаточно тонкий $H \ll R_{hor}$, то плотность ρ_{GJ} может быть заменена линейной функцией $\rho_{GJ} \approx (d\rho_{GJ}/dx) \cdot x$, где ось x выбрана вдоль магнитного поля \mathbf{B} в направлении от черной дыры с началом координат на поверхности $\rho_{GJ} = 0$. В вакуумном приближении $\rho_e = 0$, пренебрегая кривизной пространства для $H \ll R_{hor}$, ускоряющее электрическое поле в зазоре \mathbf{E}_{\parallel} определяется выражением [137]

$$\mathbf{E}_{\parallel} = -4\pi \left(\frac{x^2}{2} - \frac{H^2}{8} \right) \frac{d\rho_{GJ}}{dx} \Big|_{r_{GJ}}, \quad (2.17)$$

и удовлетворяет условию $E_{\parallel} = 0$ на границах зазора $x = \pm H/2$, симметричного относительно поверхности $\rho_{GJ} = 0$.

Мы используем линейное приближение (2.17) для оценки параметров зазора, энергий ускорения электронов, позитронов и протонов в зазоре и их излучения.

2.1.2 Ускорение частиц в зазоре

Заряженные частицы, электроны, позитроны и протоны, попадая в зазор, ускоряются электрическим полем \mathbf{E}_{\parallel} . Энергии ускоренных в зазоре частиц могут быть оценены следующим образом. Плотность Гольдрайха-Джулиана $\rho_{GJ} \sim (B/r)(a/M)$ и её производная на поверхности $\rho_{GJ} = 0$ по порядку величины равна $d\rho_{GJ}/dx \Big|_{r_{GJ}} \sim (B/R_H^2)(a/M)$, максимальное значение ускоряющего электрического поля в зазоре

$$E_{\parallel} \sim \frac{Bh^2a}{M} \quad (2.18)$$

где $h = H/R_H$. Среднее значение прироста энергии за единицу времени $d\mathcal{E}_+/dt$

$$\frac{d\mathcal{E}_+}{dt} \sim \frac{eBh^2a}{M}, \quad (2.19)$$

где e заряд частицы.

Ускоряемая в зазоре частица теряет энергию на синхротронное или изгибное излучение и обратное комптоновское рассеяние на мягких фотонах, излучаемых аккреционным потоком. Если потери энергии энергии в единицу времени значительно ниже прироста энергии (2.19), то частица ускоряется в зазоре до максимальной энергии:

$$\mathcal{E} \sim \frac{eBR_H h^3 a}{M} \sim 1.5 \times 10^{14} \left[\frac{h}{0.01} \right]^3 \left[\frac{B}{10^4 \text{ G}} \right] \left[\frac{M}{10^9 M_\odot} \right] \text{ eV}, \quad (2.20)$$

здесь и далее мы предполагаем $a = 0.1M$ во второй части равенства. В этом режиме в зазоре ускоряются протоны. Напротив, электроны испытывают гораздо более сильные потери энергии. И их максимальная энергия определяется балансом между приростом энергии (2.19) и потерями. Потери энергии доминируются синхротронным и/или изгибным излучением в случае аккреционных потоков низкой светимости:

$$\frac{d\mathcal{E}}{dt} \sim -\frac{e^2 \mathcal{E}^4}{m_e^4 R^2} \sim -\frac{e^4 \mathcal{E}^2 B_\perp^2}{m_e^4}, \quad (2.21)$$

где R изменяется от $R \sim R_{hor}$ для изгибного излучения и $R = \mathcal{E}/eB_\perp$ для синхротронных потерь в магнитном поле с компонентой B_\perp , нормальной к скорости частицы. Таким образом, максимальные энергии электронов определяются значением

$$\mathcal{E} \sim \frac{h^{1/2} B^{1/4} R_H^{1/2} a^{1/4}}{e^{1/4} M^{1/4}} m_e \sim 9 \times 10^{14} \left[\frac{h}{0.01} \right]^{1/2} \left[\frac{B}{10^4 \text{ G}} \right]^{1/4} \left[\frac{M}{10^9 M_\odot} \right]^{1/2} \text{ eV} \quad (2.22)$$

для изгибных потерь

$$\mathcal{E} \sim \frac{hm_e^2 B^{1/2} a^{1/2}}{e^{3/2} B_\perp M^{1/2}} \sim 3 \times 10^{14} \left[\frac{h}{0.01} \right] \left[\frac{B}{10^4 \text{ G}} \right]^{1/2} \left[\frac{B_\perp}{1 \text{ G}} \right]^{-1} \text{ eV} \quad (2.23)$$

при доминирующих синхротронных потерях (где для численной оценки мы полагаем $B_\perp \sim E_\parallel$).

В случае радиационно-неэффективного потока большой светимости потери энергии электронов и позитронов определяются обратным комптоновским рассеянием на излучении от аккреционного потока. В Томсоновском режиме потери энергии определяются выражением:

$$\frac{d\mathcal{E}}{dt} \sim -\frac{\sigma_T U_{rad} \mathcal{E}^2}{m_e^2} \quad (2.24)$$

Эти потери ограничивают максимальную энергию электрона значением

$$\begin{aligned} \mathcal{E} &\sim \frac{(4\pi)^{1/2} e^{1/2} B^{1/2} h m_e R_{ir} a^{1/2}}{\sigma_T^{1/2} L^{1/2} M^{1/2}} \sim \\ &1.7 \times 10^{13} \left[\frac{h}{0.01} \right] \left[\frac{B}{10^4 \text{ G}} \right]^{1/2} \left[\frac{M}{10^9 M_\odot} \right] \left[\frac{L}{10^{42} \text{ erg/s}} \right]^{-1/2} \text{ eV}, \end{aligned}$$

где $R_{ir} \sim 10R_{hor}$ характерный размер инфракрасного или миллиметрового источника излучения в аккреционном потоке.

Число электронов в зазоре N_e ограничено значением плотности Гольдрайха-Джулиана ρ_{GJ} . Объем зазора оценивается как HR_H^2 и $N_e = (\rho_{GJ}/e)hR_H^3$. Таким образом, максимальная полная светимость зазора L_{gap} , связанная с синхротронным и/или изгибным излучением или обратным комптоновским рассеянием в режиме баланса прироста и потерь энергии определяется выражением

$$\begin{aligned} L_{gap} &\sim N_e (d\mathcal{E}/dt) \sim \\ &3 \times 10^{40} \left[\frac{h}{0.1} \right]^3 \left[\frac{B}{10^3 \text{ G}} \right]^2 \left[\frac{M}{10^9 M_\odot} \right]^2 \text{ erg/s}. \end{aligned} \quad (2.25)$$

2.1.3 Рождение электрон-позитронных пар в зазоре

Ширина зазора ограничена областью рождения электрон-позитронных пар при взаимодействии синхротронных/изгибных или обратно-комптоновских фотонов, излученных ускоренным электроном/позитроном с фоновым инфракрасным/миллиметровым фоном аккреционного потока. Пороговая энергия гамма-излучения для рождения пар на фоновых фотонах

энергии ϵ_{ir} определяется выражением

$$E_{\gamma,thr} = \frac{m_e^2}{\epsilon_{ir}} \simeq 3 \left[\frac{\epsilon_{ir}}{0.1 \text{ eV}} \right]^{-1} \text{ TeV}. \quad (2.26)$$

Энергии изгибных

$$E_{\gamma} = \frac{\mathcal{E}^3}{m_e^3 R} \sim 10^9 \left[\frac{\mathcal{E}}{10^{15} \text{ eV}} \right]^3 \left[\frac{M}{10^9 M_{\odot}} \right]^{-1} \text{ eV} \quad (2.27)$$

и синхротронных

$$E_{\gamma} = \frac{eB_{\perp}\mathcal{E}^2}{m_e^3} \sim 10^7 \left[\frac{B_{\perp}}{1 \text{ G}} \right] \left[\frac{\mathcal{E}}{10^{13} \text{ eV}} \right]^2 \text{ eV} \quad (2.28)$$

фотонов обычно не достигают порога рождения пар. Наоборот, энергии обратно-Комптоновских фотонов

$$E_{\gamma} \simeq \begin{cases} \mathcal{E}^2 / (\epsilon_{ir} m_e^2), & \mathcal{E} \ll E_{\gamma,thr} \\ \mathcal{E}, & \mathcal{E} \gtrsim E_{\gamma,thr}. \end{cases}$$

Процесс рождения пар может ограничивать размер зазора только если разность потенциалов в зазоре достаточна для ускорения электронов до энергий, при которых обратно-комптоновский фотон начинает рождать пары:

$$h \gtrsim h_{*,acc} \sim \left(\frac{m_e^2 M}{e \epsilon_{ir} B R_{Ha}} \right)^{1/3} \sim \quad (2.29)$$

$$10^{-3} \left[\frac{\epsilon_{ir}}{0.1 \text{ eV}} \right]^{-1/3} \left[\frac{B}{10^4 \text{ G}} \right]^{-1/3} \left[\frac{M}{10^9 M_{\odot}} \right]^{-1/3}.$$

Если энергии ограничены балансом между ускорением и потерями энергии на обратное комптоновское рассеяние, минимальный размер зазора, необходимый для начала рождения электрон-позитронных пар:

$$h \gtrsim h_{*,ic} \sim \left(\frac{\sigma_T L m_e^2 M}{4\pi e \epsilon_{ir}^2 B R_{ir}^2 a} \right)^{1/2} \simeq 4 \times 10^{-4} \quad (2.30)$$

$$\left[\frac{L}{10^{42} \text{ erg/s}} \right]^{1/2} \left[\frac{B}{10^4 \text{ G}} \right]^{-1/2} \left[\frac{M}{10^9 M_{\odot}} \right]^{-1} \left[\frac{\epsilon_{ir}}{0.1 \text{ eV}} \right]^{-1}.$$

Рождение пар происходит на расстояниях, близких к длине свободного пробега гамма-излучения

$$\lambda_{\gamma\gamma} = \frac{1}{\sigma_{\gamma\gamma} n_{ph}} = \frac{4\pi R_{ir}^2 \epsilon_{ir}}{\sigma_{\gamma\gamma} L} \simeq \quad (2.31)$$

$$2 \times 10^{-2} R_H \left[\frac{L}{10^{42} \text{ erg/s}} \right]^{-1} \left[\frac{M}{10^9 M_\odot} \right] \left[\frac{\epsilon_{ir}}{0.1 \text{ eV}} \right],$$

которая, в случае низкой светимости аккреционного потока, может быть сравнима с расстоянием, на котором электрон приобретает достаточную энергию для рождения пар $h_{*,acc} R_H, h_{*,ic} R_H$. В общем случае поперечный размер зазора может быть оценен как

$$h \simeq \min(h_{*,acc}, h_{*,ic}) + \lambda_{\gamma\gamma} / R_H. \quad (2.32)$$

В случае аккреционного потока большой светимости, размер зазора определяется, в основном, как $h_{*,ic}$. Линии постоянной ширины зазора на плоскости (L, B) являются диагоналями $L \propto B$, показанными на Рис. 2.2. Если потери энергии на обратное комптоновское рассеяние пренебрежимо малы, размер зазора определяется $h_{*,acc}$ минимальной разностью потенциалов в зазоре, необходимой для начала рождения электрон-позитронных пар. Здесь $h_{*,acc}$ не зависит от светимости источника L . Этот режим достигается в точке “перелома” линий постоянной ширины зазора на Рис.2.2. В режиме низкой светимости L длина свободного пробега фотона возрастает. Это приводит к тому, что размер зазора не зависит от значения магнитного поля, так как ширина зазора определяется в этом случае длиной свободного пробега, а не длиной ускорения. Для каждой данной ширины зазора существует минимальный “пороговый” масштаб светимости, при котором длина свободного пробега фотона становится значительно больше, чем заданная ширина зазора. Это пороговое значение показано на Рис. 2.2 в виде вертикальных линий.

В целом, представленное выше качественное рассуждение показывает, что линии постоянной ширины зазора на плоскости параметров магнитное поле B

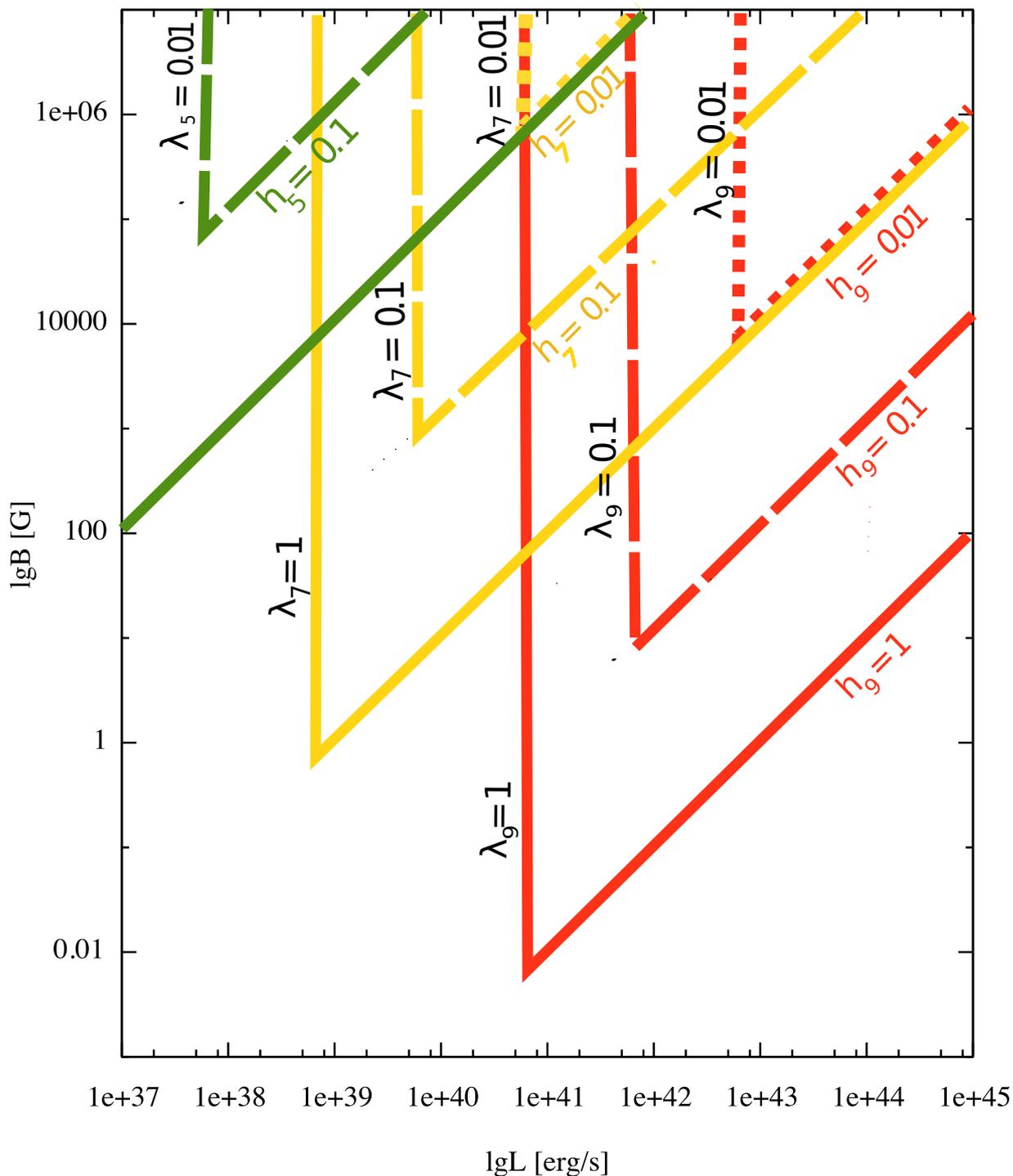


Рис. 2.2. Высота зазора как функция от L, B для следующих значений массы черной дыры (слева направо): $M = 3 \times 10^5 M_\odot$ (зеленая линия), $M = 3 \times 10^7 M_\odot$ (желтая линия) и $M = 3 \times 10^9 M_\odot$ (красная линия). Высота зазора h и длина свободного пробега λ указаны в единицах R_H .

- светимость источника L представляется в виде серии “клиньев”. Для заданного значения магнитного поля зазор “открывается” (становится большим) и

когда светимость аккреционного потока слишком низка, и когда светимость слишком высокая. В случае низкой светимости источника плотность фоновых фотонов слишком низка и длина свободного пробега гамма-лучей, которые могут родить электрон-позитронные пары, в таком фоновом поле слишком велика. С другой стороны, сильные потери энергии на обратное комптоновское рассеяние в источниках с высокой светимостью препятствуют ускорению частиц до энергий, достаточных для рождения гамма-лучей, которые при взаимодействии с фоновыми фотонами смогут родить электрон-позитронные пары.

2.1.4 Ускорение протонов в зазоре

В отличие от электронов, ускоренные в зазоре протоны, не испытывают значительных потерь, ограничивающих их энергию. Они ускоряются в зазоре, ширина и разность потенциалов которого определена ускорением электронов/позитронов и рождением электрон-позитронных пар. Протоны могут быть ускорены до значительно более высоких энергий, нежели электроны и позитроны. Максимальная энергия протонов по порядку величины оценивается разностью потенциалов на границах зазора, $\mathcal{E}_p \sim eBR_H h^3$.

В режиме РН аккреционного потока низкой светимости, размер зазора определяется длиной свободного пробега гамма-лучей, рождающих пары во взаимодействии с фоновым излучением аккреционного потока, $h \sim \lambda_{\gamma\gamma}/R_H$. В этом случае максимальная энергия протона достигает

$$\mathcal{E}_p \sim \frac{(4\pi)^3 e B R_{ir}^6 \epsilon_{ir}^3 a}{\sigma_{\gamma\gamma}^3 L^3 R_H^2 M} \simeq 6 \times 10^{21} \quad (2.33)$$

$$\left[\frac{L}{10^{40} \text{ erg/s}} \right]^{-3} \left[\frac{B}{10^4 \text{ G}} \right] \left[\frac{\epsilon_{ir}}{0.1 \text{ eV}} \right]^3 \left[\frac{M}{10^9 M_\odot} \right]^4 \text{ eV}.$$

Как видно из приведенного выше выражения, энергии протонов достигают уровня космических лучей сверхвысоких энергий, только если светимость источника очень низка $L \lesssim 10^{40} \text{ erg/s}$.

В режиме фонового источника высокой светимости, ширина зазора оценивается как $h \sim h_{*,ic}$, и максимальные энергии протонов

$$\mathcal{E}_p \sim \frac{eBR_H a}{M} \left(\frac{6\sigma_T L m_e^2 M}{4\pi e \epsilon_{ir}^2 B R_{ir}^2 a} \right)^{3/2} \simeq 5 \times 10^{13} \quad (2.34)$$

$$\left[\frac{L}{10^{44} \text{ erg/s}} \right]^{3/2} \left[\frac{B}{10^4 \text{ G}} \right]^{-1/2} \left[\frac{M}{10^9 M_\odot} \right]^{-2} \left[\frac{\epsilon_{ir}}{0.1 \text{ eV}} \right]^{-3} \text{ eV}.$$

Такие зазоры не могут быть источниками космических лучей сверхвысоких энергий, если только светимость источника не слишком высока. В области таких светимостей, однако, мы выходим далеко за пределы области радиационно-неэффективных источников. На Рис. 2.3 на плоскости параметров магнитное поле - светимость изображены уровни постоянной энергии протонов, проходящих всю разность потенциалов в зазоре.

2.2 Численное моделирование

Чтобы проверить качественные аргументы, представленные в предыдущих разделах, мы провели Монте-Карло симуляции распространения и ускорения электронов и протонов в квазимонопольном магнитном поле магнитосфер черных дыр. Мы рассматриваем только случай медленно вращающейся черной дыры $a = 0.1M$.

Заряженные частицы (электроны и протоны) инжектируются в разных точках вакуумного зазора. Для вычисления траекторий частиц внутри и вне зазора решаются уравнения движения на фоне электрического, магнитного и гравитационного полей, следуя методу, представленному в работе [138]. Частицы, распространяющиеся в бессиловой части магнитосферы и внутри зазора, излучают синхротронное и/или изгибное излучение и излучение обратного комптоновского рассеяния. Мы учитываем мощность этого излучения, чтобы вычислить синхротронные/изгибные и комптоновские потери энергии, дающие вклад тормозящую силу. Потери энергии на обратно-комптоновское рассеяние вычисляем с учетом реалистичного мяг-

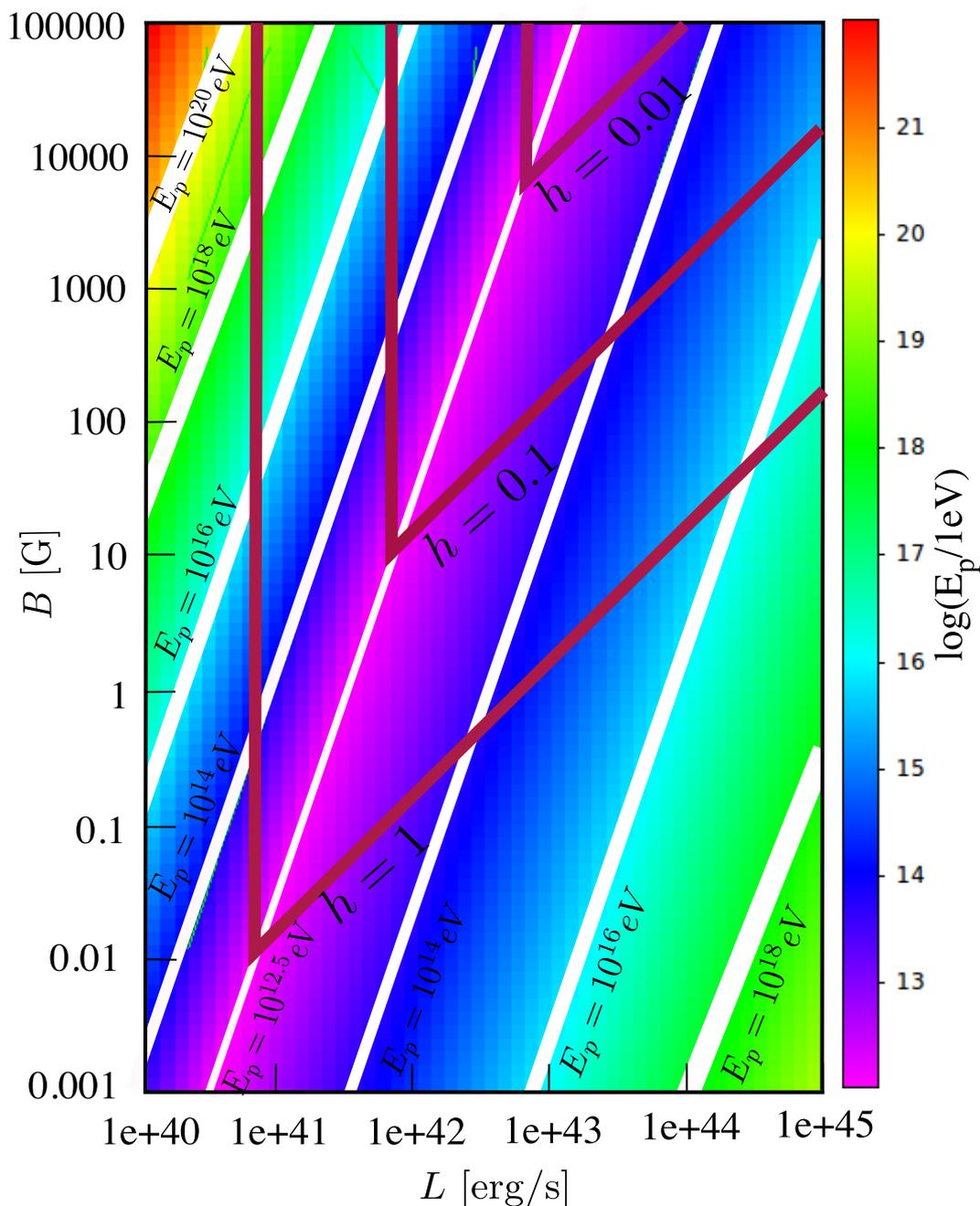


Рис. 2.3. Энергия протона, прошедшего полную разность потенциала зазора, а также ее уровни в пространстве параметров (L, B) в логарифмическом масштабе для массы черной дыры $M = 3 \times 10^9 M_{\odot}$. Темная диагональная “долина” соответствует минимальной энергии $\sim 10^{13}$ протонов, при которых они способны пересечь весь зазор. Данная минимальная энергия не зависит от массы черной дыры. Энергии порядка $\geq 10^{19}$ достижимы только в случае “больших” открытых зазоров высоты $H > 0.1R_H$.

кого фонового спектра излучения - синхротронной компоненты излучения

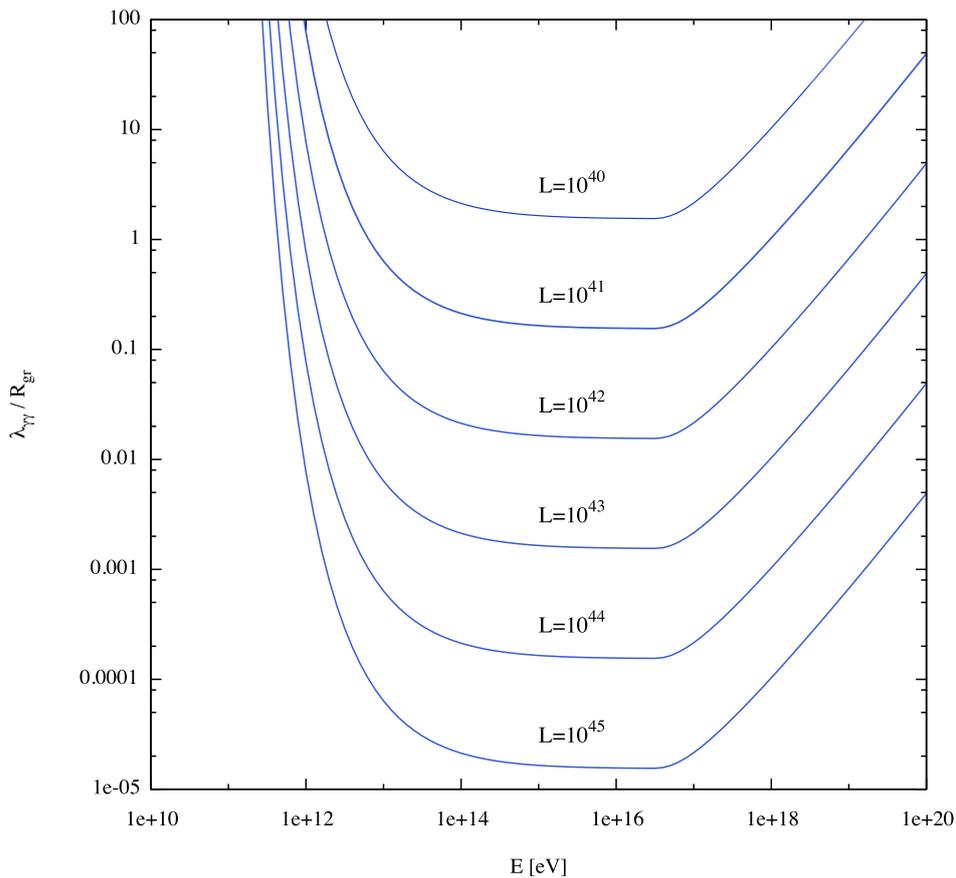


Рис. 2.4. Средняя длина свободного пробега для гамма-лучей энергии E_{γ} , проходящих через фон синхротронного излучения RIAF с разными светимостями с модельным спектром (2.35). Масса черной дыры полагается равной $M = 3 \times 10^9 M_{\odot}$.

радиационно-неэффективного аккреционного потока:

$$\frac{dn_{ir}}{d\epsilon} \propto \epsilon^{-1} \exp\left(-\frac{\epsilon}{\epsilon_{ir}}\right) \quad (2.35)$$

с обрезанием спектра при энергии $\epsilon = \epsilon_{ir}$. Полная нормализация синхротронного излучения определяется предполагаемой светимостью аккреционного потока L , которая в нашей задаче является параметром. Размер области излучения фонового спектра вблизи его максимума оценивается как $R_{ir} = 10R_H$. При вычислении спектра излучения от движущихся заряженных частиц учитывается доплеровское и гравитационное красное смещение.

Размер зазора вычисляется самогласованным образом, как граница области рождения пар. Для каждого фотона, излученного распространяющейся заряженной частицей, вычисляется длина свободного пробега в фоновом

излучении от аккреционного потока

$$\lambda_{\gamma\gamma}^{-1}(E_\gamma) = \int \sigma_{\gamma\gamma}(E_\gamma, \epsilon) \frac{dn_{ir}(\epsilon)}{d\epsilon} d\epsilon \quad (2.36)$$

(см. Рис. 2.4) и проверяется, поглотился ли фотон в пределах области вычисления или вне её. Для фотонов, поглотившихся с рождением электрон-позитронных пар, записываются координаты точки рождения пары. Размер зазора определяется координатами рождения пар наиболее энергетичных фотонов, излученных электроном/позитроном с наименьшей длиной свободного пробега. Так как ускоряющее поле \mathbf{E}_\parallel и энергия ускоряемого электрона/позитрона в зазоре тоже определяется шириной зазора H , проводится итерационная процедура, в результате которой определяется такая ширина зазора, что рождение пар происходит ровно на границе зазора, определяющего данное ускоряющее электрическое поле. Ширина зазора вычисляется как функция азимутального угла θ .

На Рис. 2.5 изображена зависимость ширины зазора от угла θ . Из Рис. 2.5 видно, что для монополярного магнитного поля с малым угловым моментом $a \ll M$ ширина почти не зависит от координаты θ . Поэтому далее мы рассматриваем характеристики зазора, его ширину, для характерного значения $\theta = 45^\circ$.

На Рис. 2.6 изображена ширина зазора при $\theta = 45^\circ$ как функция параметров - светимости синхротронной компоненты аккреционного потока L и магнитного B для нескольких значений масс черных дыр. Численно смоделированные линии постоянной ширины зазора согласуются с качественными оценками Рис. 2.2. Главным отличием является отсутствие угла “клиньев” при $h_{*,acc} = \lambda_{\gamma\gamma}$, которые заменены более гладким переходом между асимптотическими режимами низкой и высокой светимости синхротронной компоненты аккреционного потока. Ширина зазора становится меньше с увеличением магнитного поля и светимости. Зазор полностью “открывается” при светимости источника L ниже некоторого порогового значения, зависящего

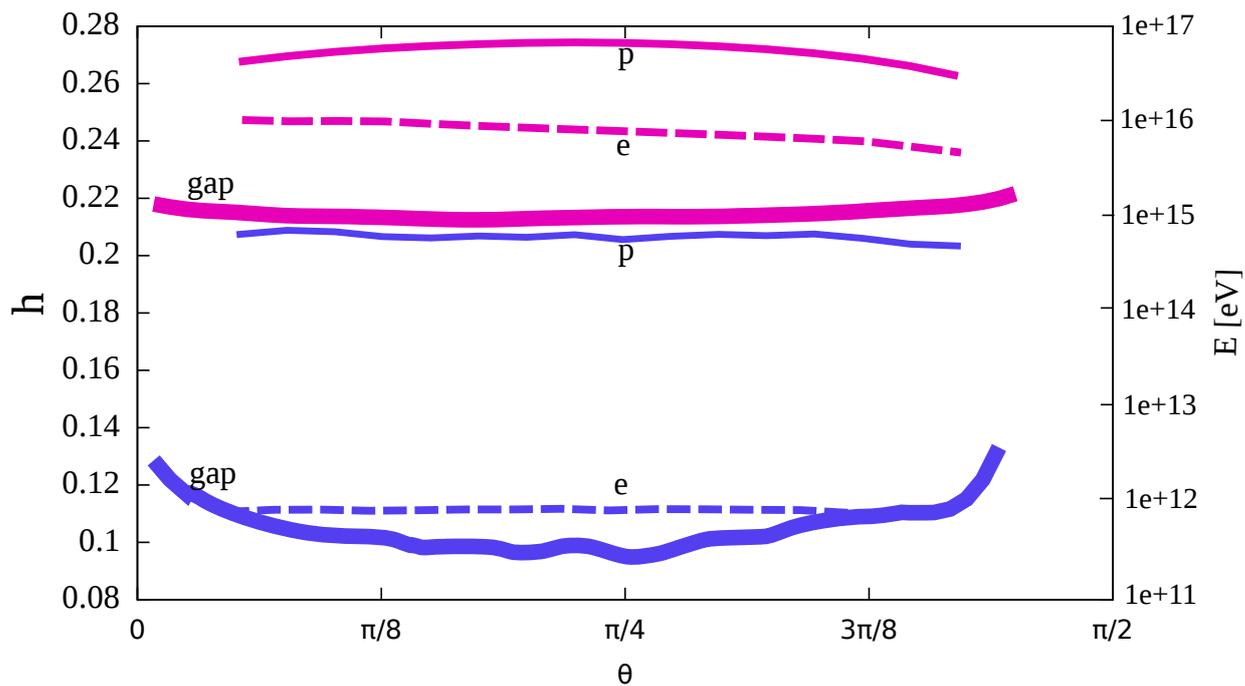


Рис. 2.5. Высота зазора (жирные непрерывные линии), энергии протонов (тонкие непрерывные линии) и средние энергии электронов (штриховые линии) в зазоре как функции от широты θ для черной дыры массы $M = 3 \times 10^9 M_\odot$, окруженной RIAF с “низкой” светимостью $L = 8 \times 10^{40}$ /с и магнитным полем $B = 10^3$ (красные линии), а также RIAF с “высокой” светимостью $L = 5 \times 10^{43}$ /с, $B = 10^2$ (синие линии). Энергии электронов и протонов почти не зависят от широты θ .

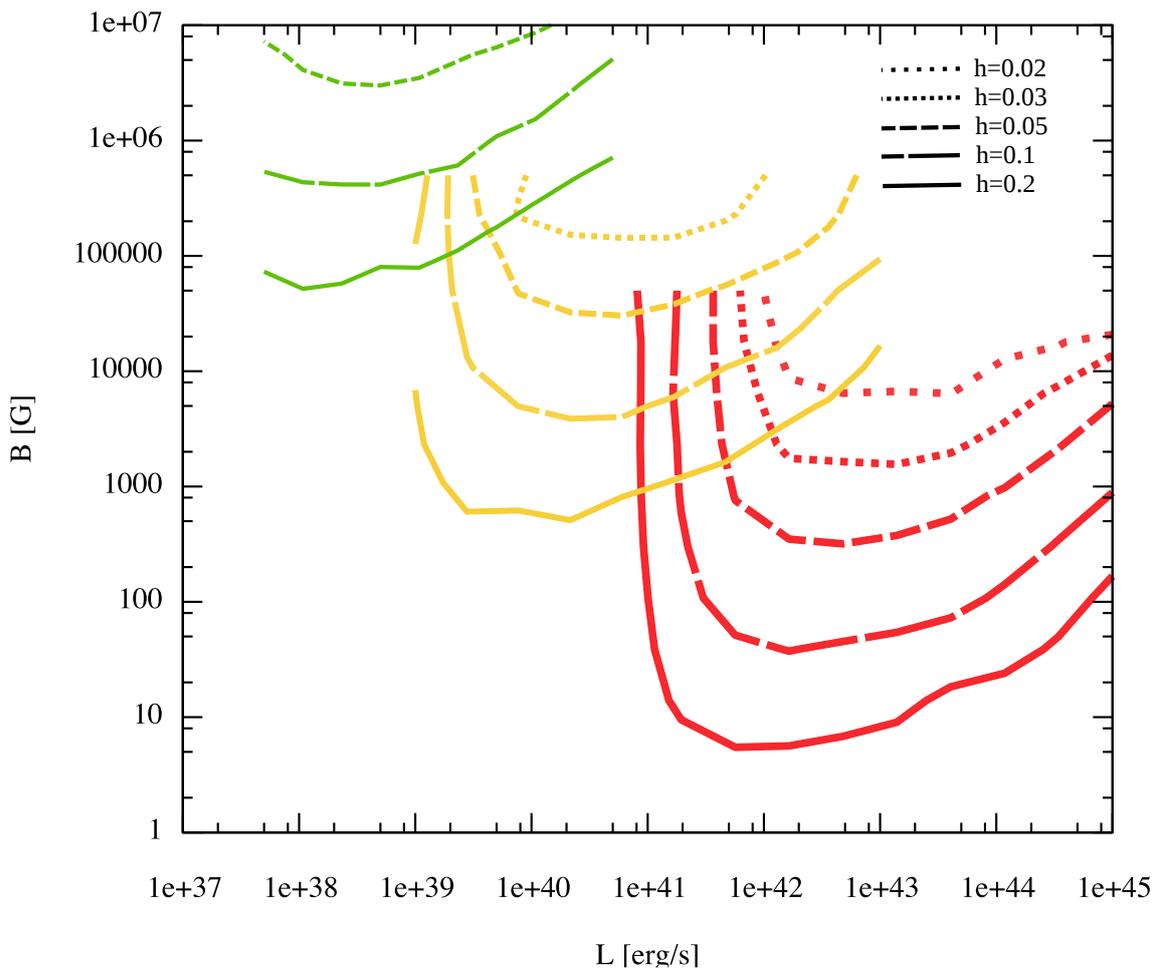


Рис. 2.6. Высота зазора как функция светимости L RIAF и магнитного поля B в центральной области RIAF для следующих значений массы черной дыры (слева направо): $M = 3 \times 10^5 M_\odot$ (зеленая линия), $M = 3 \times 10^7 M_\odot$ (желтая линия) and $M = 3 \times 10^9 M_\odot$ (красная линия).

от массы черной дыры. На Рис.2.6 представлены вычисления в диапазоне значений светимости L источников вплоть до $L = 0.01 L_{Edd}$ эддингтоновской светимости $L_{Edd} = 10^{47} [M/10^9 M_\odot]$ erg/s. Эти значения светимости могут несколько превышать допустимые светимости радиационно-неэффективных аккреционных потоков.

Мы находим, что наблюдательные проявления зазора зависят от уровня светимости синхротронной компоненты аккреционного потока. С учетом этого факта, мы разделяем весь диапазон светимостей L для каждой данной массы черной дыры на интервалы “низкой”, “средней” и “высокой” светимостей, в завис Принимая это во внимание, мы делим диапазон светимостей,

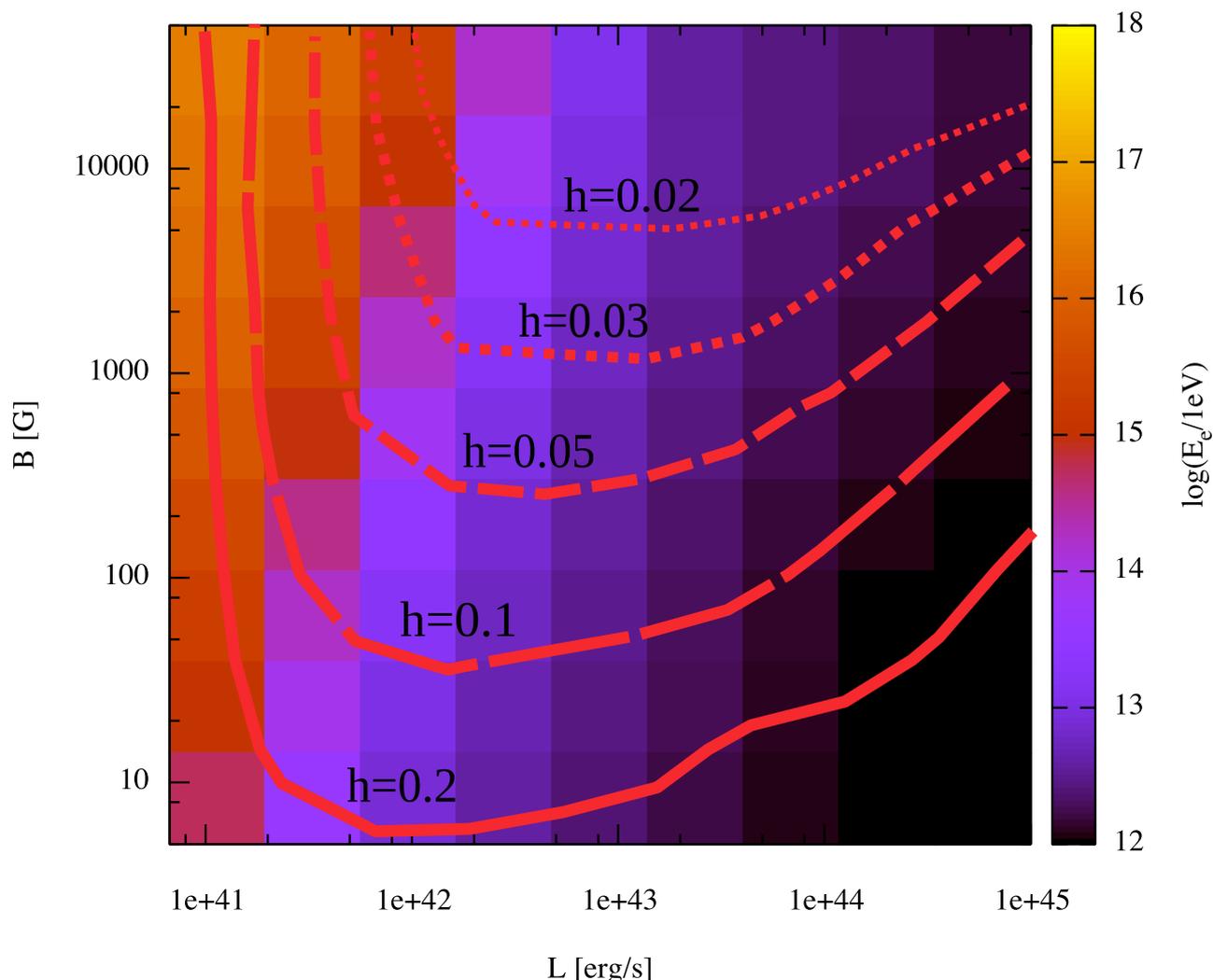


Рис. 2.7. Максимальные энергии электронов, ускоренных в зазоре, как функции от L, B . Масса черной дыры $M = 3 \times 10^9 M_{\odot}$.

на “низкие”, “средние” и “высокие”, в зависимости от от того, каким частям кривых, вертикальным асимптотам, промежуточной области или области диагональных асимптот на Рис. 2.6 соответствуют данные светимости. Режим низкой светимости соответствует области вертикальных асимптот, средней светимости - горизонтальному плато и, наконец, высокой - дагональных асимптот при высоких значениях L .

Максимальные энергии электронов в зазоре показаны на Рис.2.7 как функция параметров L и B . Энергии увеличиваются с уменьшением светимости и увеличением магнитного поля, как и ожидается в соответствии с представленными выше качественными аргументами.

Более высокие энергии электронов соответствуют более высоким энергиям излученных ими синхротронных/изгибных фотонов. Это отображено на Рис. 2.8. Энергии синхротронного/изгибного излучения изменяются в очень широком диапазоне энергий от ультрафиолетового излучения и мягкого рентгена вплоть до ТэВ-ых энергий гамма-лучей. Наиболее высокие энергии синхротронного/изгибного излучения нарушают, так называемое, саморегулируемое обрезание синхротронного спектра, $E_s \lesssim m_e/\alpha$, где α , в данном случае, есть постоянная тонкой структуры. Это происходит, так как ускорение электронов и позитронов осуществляется крупномасштабным электрическим полем, почти параллельным скорости частицы и, соответственно, прирост энергии в единицу времени выше предполагаемого в саморегулируемом обрезании $\sim eV_{\perp}$.

Рождение электрон-позитронных пар ограничивает энергии фотонов обратного комптоновского рассеяния значением $E_{ic} \sim E_{\gamma,thr}$ независимо от параметров системы. Это очевидно из Рис. 2.9, 2.10, и 2.11, которые показывают спектр излучения электронов в системах с низкой, средней и высокой светимостью L . Максимальная энергия гамма-излучения, уходящего на бесконечность, то есть не поглощенного в источнике, во всех трех режимах, ограничена значением $E \sim 10^{12}$ эВ. Это значение соответствует энергиям фотонов, близких к порогу рождения пар, с учетом гравитационного красного смещения.

Спектры гамма-излучения зазора принципиально отличаются друг от друга для случаев аккреционного потока низкой, средней и высокой светимости.

Спектр излучения для случая аккреционного потока низкой светимости изображен на Рис.2.9. Поток излучения доминируется вкладом синхротронной/изгибной компоненты, которая имеет характерный острый максимум при энергиях 1-100 ГэВ. Обратное-комптоновское излучение значительно подавлено по сравнению с синхротронной компонентой, и, возможно, практически не

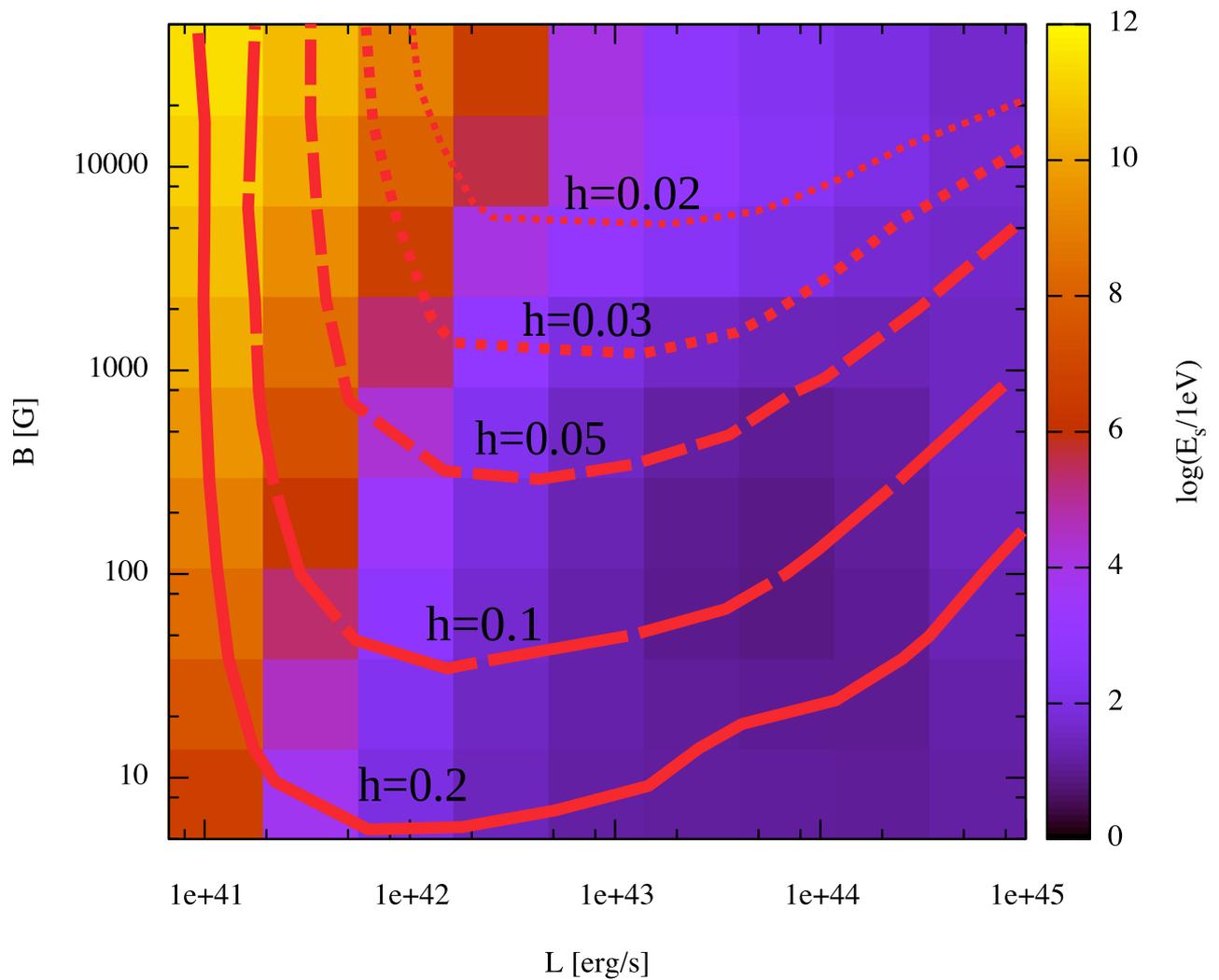


Рис. 2.8. Максимальные энергии синхротронных фотонов, испущенных электронами в зазоре, как функции от L , B . Масса черной дыры принята равной $M = 3 \times 10^9 M_{\odot}$.

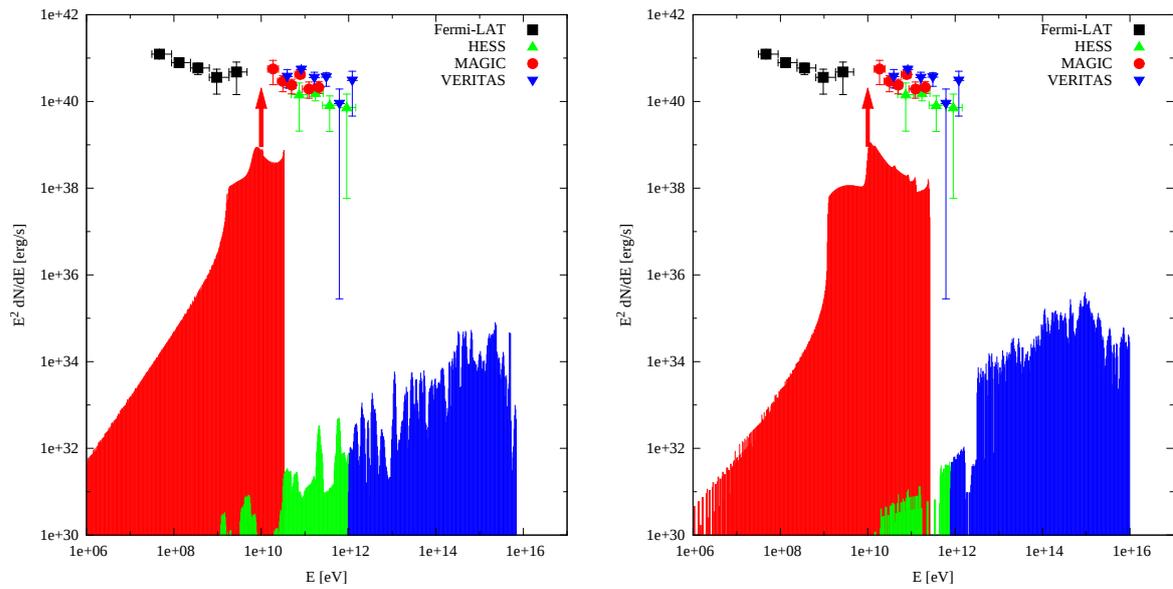


Рис. 2.9. Спектр излучения электронов в зазоре в квазимонопольной магнитосфере в случае RIAF малой светимости $L = 8 \times 10^{40}$ erg/s вокруг черной дыры массы $M = 3 \times 10^9 M_{\odot}$ с магнитным полем $B = 10^3$ Гс (сверху) и $B = 10^4$ Гс (снизу). Красные линии соответствуют синхротронному излучению, синие и зеленые – обратному комптновскому излучению, причем зеленый цвет соответствует фотонам, которые покинули источник, а синий – поглощенным за счет рождения пар. Красная стрелка соответствует неопределенности в нормировке спектров.

детектируемо, так как его поток на три порядка ниже потока синхротронной компоненты в ГэВ-ом диапазоне энергий. Характерный пик синхротронного/изгибного излучения на ГэВ-ых энергиях достаточно широкий, занимающий от одного до нескольких порядков по энергии. Наличие пика синхротронного/изгибного излучения связано с тем, что в режиме слабой светимости фонового излучения электрон быстро набирает необходимую для рождения пар энергию и далее продолжает ускоряться в зазоре, ширина которого близка в данном случае к длине свободного пробега рождающего электрон-позитронные пары фотона. Энергия электрона/позитрона ограничена потерями на обратное комптоновское рассеяние и, следовательно, на протяжении почти всего пути вдоль ускоряющего поля электрон находится на одной энергии или близкой к ней, а его излучение дает вклад в широкий пик синхротронного/изгибного излучения.

Нормализация спектра излучения от зазора определяется максимальной плотностью электронов и позитронов в зазоре, оцениваемой как плотность Гольдрайха-Джулиана. Однако полная светимость зазора меняется при изменении параметров источника (2.25).

Одним из примеров источников с радиационно-неэффективным аккреционным потоком низкой светимости ($L \sim 10^{40} - 10^{41}$ erg/s) предположительно является M87 [48, 139]. Характерный размер инфракрасного источника может быть оценен как $\sim 10R_H$. Прямые инфракрасные наблюдения M87 [140, 141] разрешают центральный источник в пределах $\sim 10\text{pc} \sim 10^4 R_H$. С другой стороны, миллиметровые наблюдения [142] ограничивают размер источника в пределах масштабов горизонта черной дыры R_H . Мы сравниваем вычисленный спектр с данными наблюдений M87 при высоких энергиях (рис. 2.9) [143–146].

В случае источников фонового излучения с большей светимостью синхротронная/изгибная компонента становится подавленной по сравнению с обратнo-комптоновским излучением. Синхротронная/изгибная компонента

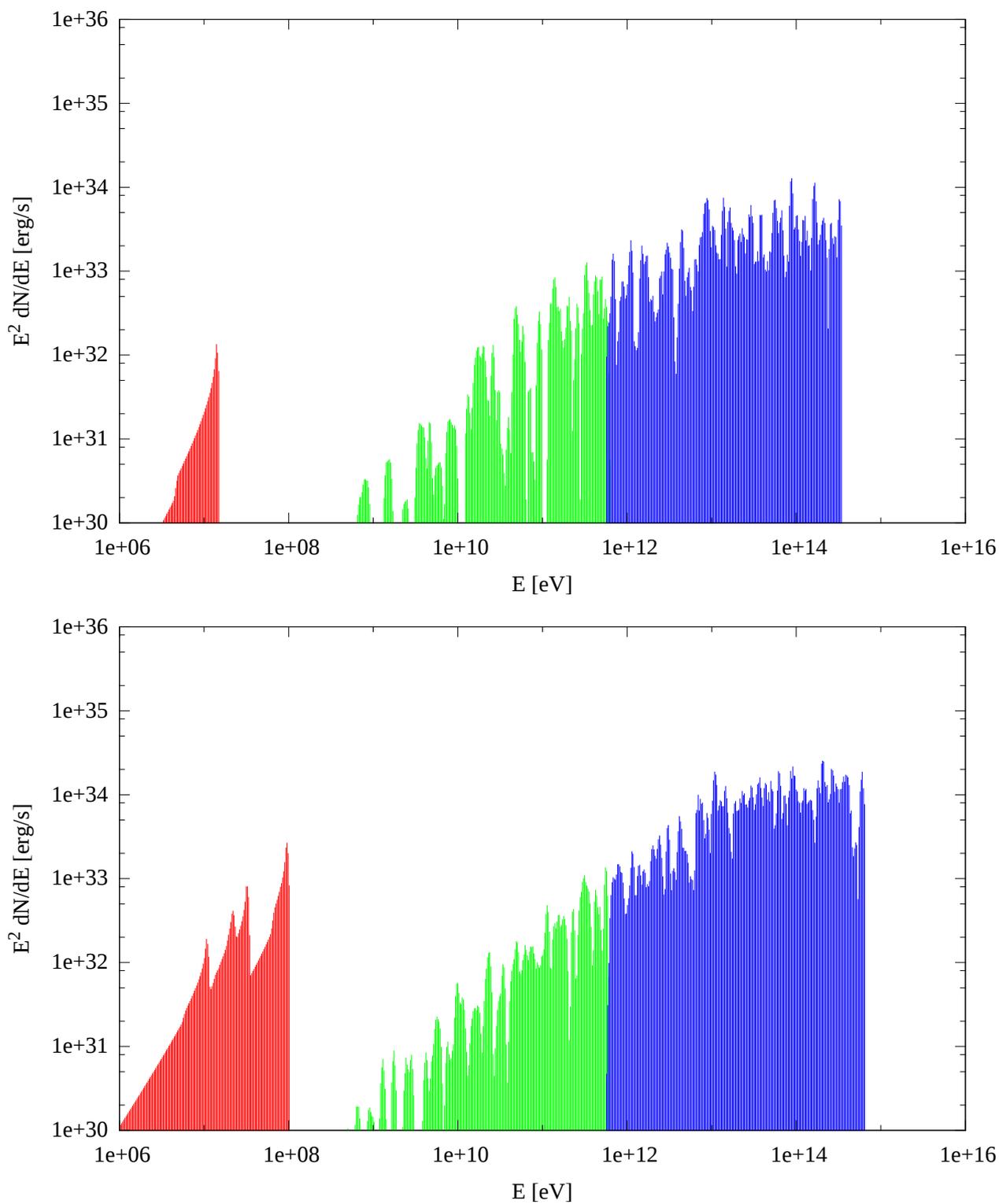


Рис. 2.10. То же, что и на Рис. 2.9, но для RIAF промежуточной светимости $L = 5 \times 10^{41}$ эрг/с вокруг черной дыры массы $M = 3 \times 10^9 M_{\odot}$ в магнитном поле $B = 10^3$ Гс (сверху) и $B = 10^4$ Гс (снизу).

сдвигается в область низких энергий, и её пик становится более узким. Действительно, в случае высоких и средних светимостей электрон почти в течение всего пути вдоль поля ускоряется до тех пор, пока не излучит рождающий пары фотон, что случается уже почти на границе зазора, так как длина свободного пробега излученного фотона в фоновом излучении средней и высокой плотности очень мала. В целом, вклад синхротронного/изгибного излучения может проявляться как узкая почти линии-подобная компонента в наблюдаемом спектре рентгеновского/мягкого гамма-излучения радиационно-неэффективного потока средней светимости (см. рис. 2.10).

Напротив, доминирующее обратно-комptonовское излучение при очень высоких энергиях в таких источниках имеет очень характерное наблюдательное проявление: это относительно жесткий спектр с наклоном $dN/dE \propto E^{-\Gamma}$ с $\Gamma \sim 1.5$ и крутым (“сверх-экспоненциальным”) обрезанием при энергиях, соответствующих порогу рождения электрон-позитронных пар. Фотоны с более высокими энергиями поглощаются в источнике. В реалистичной ситуации обрезание может быть круче или глаже в зависимости от деталей фонового спектра аккреционного потока в источнике, но явное проявление процесса рождения пар в спектре излучения от зазора является общей характеристикой спектра высоких энергий.

В случае источников из области высокого излучения, спектр зазора также имеет характерную особенность, соответствующую рождению пар, см. Рис. 2.11. В этом спектре синхротронная/изгибная компонента, возможно, вообще не детектируема, если только магнитное поле в источнике не достигает экстремальных значений, сравнимых с эддингтоновским пределом. Кроме того, значительные потери энергии электронов в зазоре на обратное комptonовское рассеяние порождают мягкий низко-энергетичный хвост в спектре обратно-комptonовской компоненты излучения.

Максимальная достижимая энергия протонов в зазоре, проходящих всю разность потенциалов без значительных потерь, почти не зависит от координат

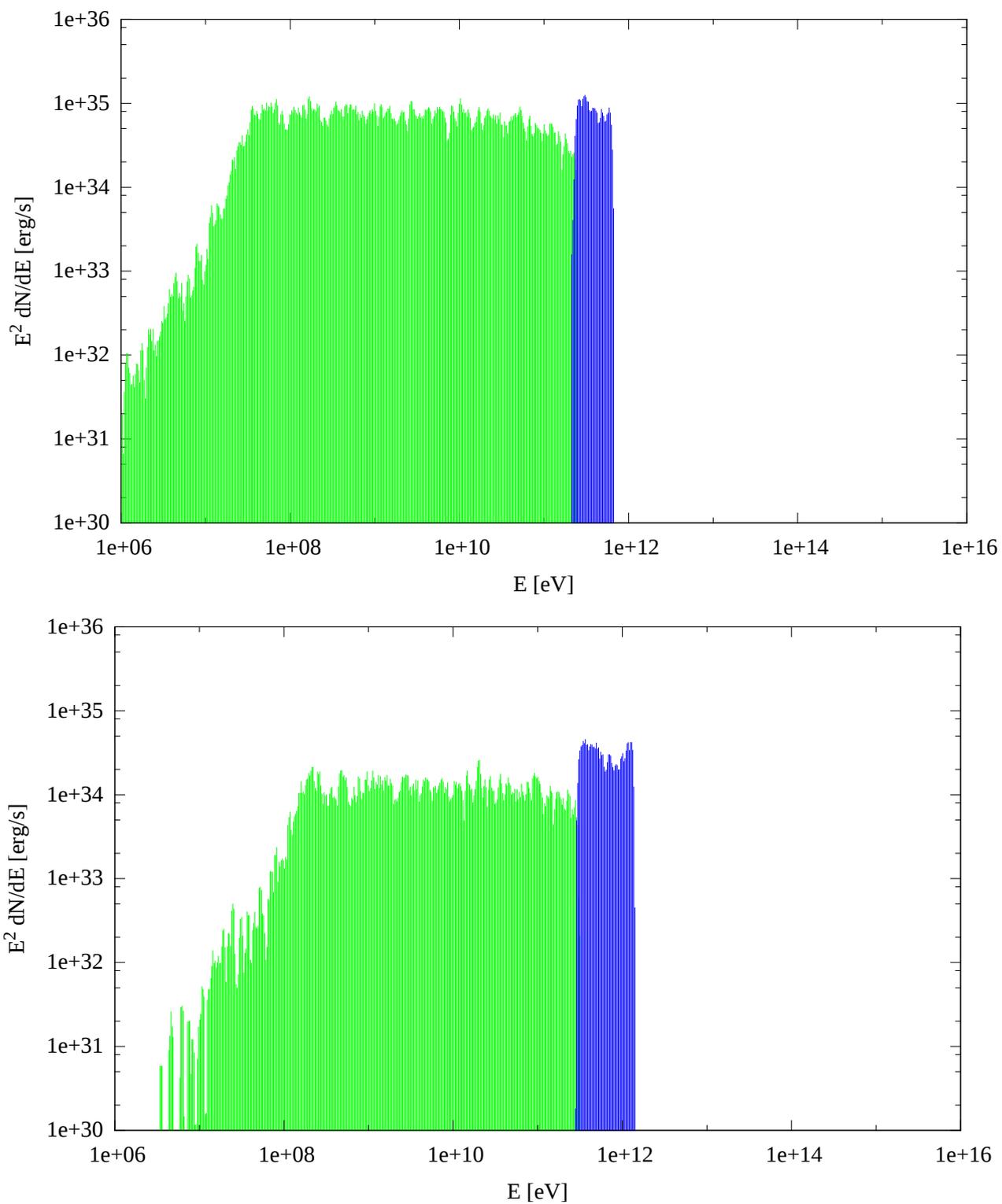


Рис. 2.11. То же, что и на Рис. 2.9, но для RIAF высокой светимости $L = 10^{44}$ эрг/с и магнитного поля $B = 100$ Гс (сверху) и $L = 10^{43}$ эрг/с, $B = 10^2$ Гс (снизу). Масса черной дыры равна $M = 3 \times 10^9 M_{\odot}$.

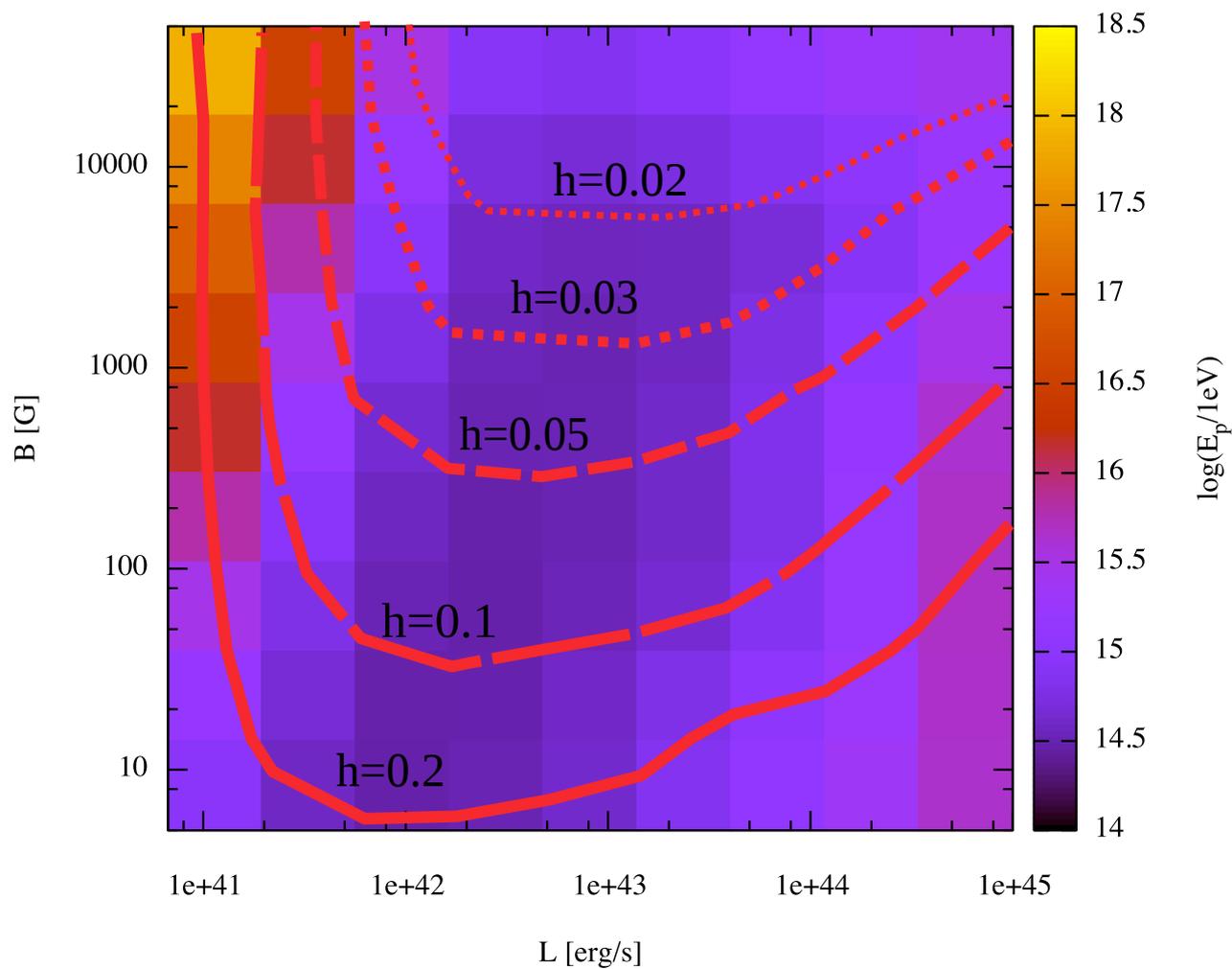


Рис. 2.12. Максимальные энергии протонов, ускоренных в зазоре. Масса черной дыры полагается равной $M = 3 \times 10^9 M_{\odot}$.

наты θ . Напомним, что в случае медленного вращения черной дыры $a \ll M$ задача близка к симметричной. Мы можем использовать вновь характерное значение координаты $\theta = \pi/4$. Зависимость энергии протонов в зазоре от параметров L и B изображена на Рис. 2.12. В соответствии с аналитическими оценками, энергии протонов не ниже значений $\mathcal{E}_p^{max} \geq 10^{14} \text{eV}$, где 10^{14}eV - энергия соответствующая линии $h_{*,acc} = \lambda_{\gamma\gamma}$. Минимальная энергия протона в зазоре достигается в точности на этой линии на L, B диаграмме.

В соответствии с аналитическими оценками, наше численное моделирование подтвердило, что только энергии порядка $\mathcal{E}_p \sim 10^{17} - 10^{18}$ могут быть достижимы в зазоре в магнитосфере черной дыры с массой $M = 10^5 - 10^9 M_{\odot}$ и магнитным полем вплоть до эддингтоновского предела $B \sim 10^4$ Гс в случае аккреционных потоков низкой светимости. Максимальные энергии достигаются в случае наиболее широкого зазора и наиболее высоких магнитных полей в режиме аккреционного потока низкой светимости. Наши вычисления не распространяются на области параметров, где становится возможным ускорение протонов до сверхвысоких энергий. Это потребовало бы, возможно, еще более низкой светимости аккреционного потока и размеров зазора, сравнимых с размером горизонта черной дыры, другими словами, ситуации, близкой к модели черной дыры в вакууме.

2.3 Обсуждение

В реалистичной ситуации, спектр электромагнитного излучения от вакуумного зазора накладывается на спектр излучения от внутренних областей джета в FR I/BL Lac источниках. Спектр джета обычно состоит из двух широких компонент синхротронного излучения и обратно-комптоновского излучения, которые могут быть представлены как логарифмические параболы или степенные функции с обрезанием. Так как спектр излучения зазора и джета похожи между собой, может оказаться трудно подтвердить или опро-

вергнуть наличие вклада излучения зазора в полный спектр излучения ядер FR I галактик и BL Lac-объектов. Таким образом, необходимо определить характерные особенности в спектре излучения зазоров. В соответствие с Рис. 2.9, 2.10 и 2.11 это может быть сделано во всех трех случаях аккреционных потоков низкой, средней и высокой светимостей.

Случаи промежуточной и высокой светимостей характеризуются доминирующей компонентой излучения обратного Комптона, достигающей энергий порядка ТэВ и имеющей резкое обрезание на пороге рождения пар на синхротронной компоненте излучения аккреционного потока. Существование обрезания спектра и его форма качественно ясны и являются отличительной особенностью излучения зазора.

Детали формы спектра и обрезания определяются деталями формы синхротронной компоненты спектра излучения аккреционного потока. Если эта компонента фонового излучения наблюдается в инфракрасном диапазоне, форма обрезания обратно-комптоновского излучения от зазора может быть предсказана. Наблюдения FR I галактик с разрешаемой компонентой синхротронного излучения аккреционного потока и, в то же время, со спектром, простирающимся до области очень высоких энергий, позволит проверить модель излучения вакуумного зазора. Проверкой будет являться обнаружение, или необнаружение компоненты спектра в области очень высоких энергий с резким обрезанием и формой, соответствующим форме соответствующей компоненты спектра излучения аккреционного потока.

В случае источников со средней светимостью, компонента обратно-комптоновского излучения из зазора тоже имеет резкое обрезание, как и в случае источников с высокой светимостью, а также жесткий спектр ниже энергии обрезания. Наклон спектра может быть жестче, чем характерный наклон $\Gamma \simeq 1.5$, ожидаемый от E^{-2} распределения электронов в Томсоновском режиме. Таким образом, существование излучения зазора может, в принципе, объяснить жесткий спектр гамма-излучения очень высоких энергий от

лацертид, например, вспышки Mrk 501 в 2009 [147]. На самом деле, жесткий наклон спектра, вместе с обрезанием на высоких энергиях может сделать излучение зазора очень узкой, близкой к линии-подобной (в пределах разрешения гамма-телескопов) особенностью на фоне широкого спектра обратного комптоновского рассеяния от джета.

Узкая компонента спектра гамма-излучения высоких энергий сопровождается сопоставимо узкой особенностью на более низких (мягких гамма) энергиях, соответствующей синхротронному/изгибному излучению ускоряемых в зазоре электронов. Эта особенность спектра также может быть зарегистрирована телескопами, чувствительными в МэВ-ГэВ диапазоне энергий (см. Рис. 2.10).

Эта узкая компонента в области очень высоких энергий, возможно, не детектируема в случае зазора в магнитосфере черной дыры, погруженной в аккреционный поток низкой светимости. В этом случае оказывается детектируемой только синхротронная/изгибная компонента спектра. Она проявляется как жесткий спектр или особенность с обрезанием при энергиях в диапазоне 1-100 ГэВ и может быть также легко различена на фоне широкого спектра обратно-комптоновского излучения от джета, который обычно доминирует спектр излучения ФР-Г галактик и лацертид в этом диапазоне энергий (см. Рис. 2.9).

В целом, возможное проявление зазора в источниках с аккреционным потоком низких, средних и высоких энергий всегда характеризуется узкой компонентой спектра, возникающей на конце более широкого или гладкого спектра джета. Улучшение качества данных наблюдения в гамма-диапазоне с началом работы СТА должно позволить определить характерные для зазора узкие особенности спектров лацертид и ФР-Г галактик при высокой статистике данных.

Данные Fermi/LAT телескопа также могут быть использованы для поиска возможных узких спектральных компонент в детектируемых LAT-ом источ-

никах соответствующего класса.

2.4 Выводы по главе 2

Проведено численное Монте-Карло моделирование ускорения, распространения и излучения заряженных частиц в вакуумном зазоре с учетом структуры электрического и магнитного полей в магнитосфере, потерь энергии на излучение и взаимодействия фотонов высоких энергий, излученных при распространении заряженных частиц, с фоновым излучением от аккреционного потока.

Вычислена ширина зазора в широком диапазоне параметров источников в рамках рассматриваемой модели. Найдены области параметров, при которых ускорение заряженных частиц вновь может быть описано в рамках вакуумного приближения главы 1.

Показано, что существование вакуумных зазоров приводит к следующим явным наблюдательным следствиям. Спектр излучения от зазора в магнитосфере черной дыры, погруженной в радиационно-неэффективный аккреционный поток с высокой светимостью, доминируется излучением обратного комптоновского рассеяния с резким супер-экспоненциальным обрезанием в области гамма-излучения высоких энергий. Энергия обрезания определяется свойствами аккреционного потока и практически не зависит от структуры магнитосферы и геометрии зазора. Спектр излучения от зазора в случае аккреционного потока низкой светимости доминируется синхротронным или изгибным излучением в диапазоне 1-100 ГэВ. Спектр синхротронного (изгибного) излучения имеет характерный максимум.

Характерные особенности в спектрах излучения могут быть использованы для проверки модели вакуумного зазора в магнитосферах черных дыр в реальных источниках а так же объяснять наблюдаемые спектры быстро-переменного гамма-излучения высоких энергий от радиогалактик типа ФР-I

и лацертид.

Также рассмотрена возможность ускорения протонов в вакуумных зазорах. Как и в случае вакуумного приближения главы 1, ускорение протонов возможно в направлении от черной дыры только если магнитное поле и угловой момент черной дыры в полярной области противоположно направлены. Показано, что, в рамках рассматриваемой модели, энергии протонов в зазорах размером меньше радиуса горизонта черной дыры $H < R_h$ могут достигать порядка 10^{18} эВ в случае медленного вращения черной дыры, при значениях магнитных полей, близких к экстремальным, то есть вблизи эддингтоновского предела.

ГЛАВА 3

ОГРАНИЧЕНИЯ НА АДРОННЫЕ МОДЕЛИ АКТИВНОСТИ БЛАЗАРОВ ИЗ СТЕКОВОГО АНАЛИЗА ДАННЫХ ICESUBE И FERMI

В адронных моделях активности блазаров наблюдаемое гамма-излучение связано с развитием электромагнитного каскада, вызванного взаимодействием ускоренного протона с фоновыми фотонами или протонами более низких энергий.

Наиболее распространенным предположением о механизме ускорения является ускорение на релятивистском ударном фронте в джете АЯГ. В этом случае ожидается, что протонный спектр имеет вид степенного закона с обрезанием на энергиях, которые могут достигать диапазона энергий КЛСВЭ $dN_p/dE \propto E^{-\Gamma} \exp(E/E_{cut})$ с наклоном $\Gamma = 2$. Другими возможными механизмами ускорения являются ускорение при пересоединениях магнитных линий в аккреционном потоке АЯГ [148, 149] или в джете или ускорение в вакуумных зазорах в магнитосфере черных дыр.

Отсутствие нейтринного сигнала от наиболее ярких в гамма-диапазоне блазаров было использовано в [101] для вычисления ограничений на параметры адронных моделей блазаров. Данные периода работы 40 струн IceCube (IC-40) позволили ограничить E_{cut} и Γ :

$$E_{cut} \geq 10^{18} \text{ эВ}, \quad \Gamma \leq 2$$

В настоящей главе получены более сильные ограничения с использованием обновленных данных коллаборации IceCube и данных гамма-телескопа Fermi. Проведен стековый анализ данных и рассматривается кумулятивный спектр гамма и нейтрино для большой выборки блазаров Северного полушария.

3.1 Метод стекового анализа гамма- и нейтринного спектра

В моделях каскадов, вызванных протон-протонными или протон-фотонными взаимодействиями, полные потоки нейтрино и фотонов от источника по порядку величины равны между собой

$$F_\nu \sim F_\gamma \quad (3.1)$$

Нейтринный сигнал от отдельных блазаров может быть задетектирован в режиме отсутствия фона в энергетическом диапазоне выше нескольких сотен ТэВ [150]. Обозначим верхний предел на поток нейтрино от отдельного источника $F_{\nu,lim}$. Необнаружение нейтрино от любого из N наложенных источников обеспечивает верхний предел на “типичный” поток нейтрино от источника

$$\mathcal{F}_\nu \lesssim \frac{F_{\nu,lim}}{N} \quad (3.2)$$

Верхний предел потока от отдельных источников в Северном полушарии, полученный IceCube в [151] находится между $F_{\nu,lim} \simeq 10^{-9}$ GeV/(cm²s) и 3×10^{-9} GeV/(cm²s), для склонений от 0 до 90 градусов. Оптимальная чувствительность достигается в диапазоне энергий около 100ТэВ, где фон атмосферных нейтрино достаточно низкий, так что сигнал на уровне $F_{\nu,lim}$ может быть обнаружен в режиме практического отсутствия фона. Предельный уровень потока для отдельных источников сравним с характерным уровнем потока от блазаров, задетектированным с помощью телескопа Fermi/LAT. Поэтому индивидуальный анализ источников может лишь слабо ограничить адронные модели, потребовав, чтобы основная часть потока нейтрино не излучалась в 100 ТэВ-ном диапазоне, что, в свою очередь, устанавливает ограничения на свойства протонного спектра [101].

Объем популяции блазаров, регистрируемых в гамма-диапазоне на энергиях \sim ГэВ, составляет $\sim 10^3$ источников. Хотя поток от большинства обнаруженных на Fermi/LAT блазаров на один или два порядка ниже, чем пото-

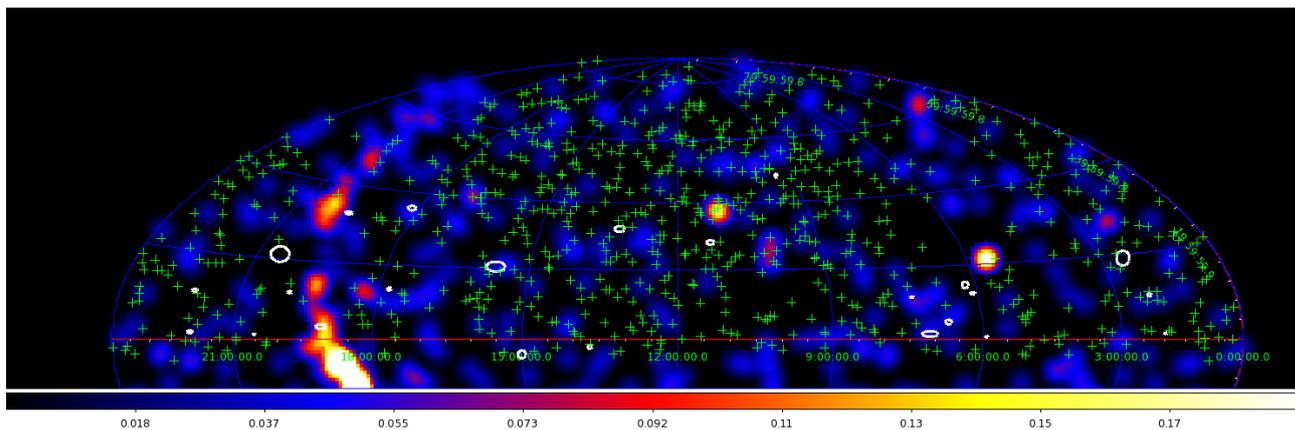


Рис. 3.1. IceCube мюонные нейтрино события (белые эллипсы) с неопределенностью направления менее 4 градусов, поверх полученной Fermi/LAT карты событий на Северном небе в диапазоне энергий выше 1 TeV, сглаженной гауссианой 3го степени. Зеленые кресты показывают блазары, отобранные для стекового анализа

ки от ярчайших блазаров, полное γ -излучение всех обнаруженных блазаров на порядок величины больше, чем от любого одного из них. Таким образом, ожидаемый полный нейтринный сигнал от популяции детектируемых в гамма-лучах блазаров в 10 раз больше, чем поток от любого одиночного яркого блазара. Если характерные энергии нейтрино от блазаров превышают 100 ТэВ (как следует из ограничений IceCube, полученных из анализа индивидуальных ярких блазаров [101]), сигнал от отдельных блазаров ненаблюдаем, но суммарный нейтринный сигнал от γ -громкого населения блазаров, который на порядок величины больше, все еще может быть детектируем при самых высоких энергиях.

3.2 Анализ данных

3.2.1 Fermi/LAT

В стековом анализе гамма-излучения блазаров использовались открытые данные Fermi/LAT телескопа, полученные в период времени с августа 2008 года по июнь 2016 года. С помощью инструментов *gtselect* – *gtmktime*, следуя

рекомендациям Fermi/LAT¹), были выбраны события, принадлежащие подклассу CLEAN. Спектр каждого выбранного источника был получен с помощью апертурно-фотометрического метода с оценкой экспозиции с помощью инструмента *gtxposure*. Были просуммированы события от источников, фона и экспозиции в направлениях всех выбранных источников для получения суммарного спектра излучения источника. Для каждого источника, сигнал собирался с круга радиуса 1° вокруг положения источника.

Список блазаров, отобранных для стекового анализа, включает $N = 749$ радиоквazarов FSRQ и лацертид на склонениях $DEC > -5^\circ$ из третьего Fermi/LAT каталога источников [152]. Этот выбор диапазона склонений определяется областью неба, с которой IceCube-ом был собран сигнал астрофизических нейтрино [150].

На Рис. 3.2 изображен полученный суммарный спектр блазаров в этой части неба. Видно, что он почти идентичен суммарному спектру для источников высоких галактических широт, найденному в [153]. Это не удивительно, учитывая тот факт, что блазары являются доминирующим внегалактическим населением источников гамма-излучения.

3.2.2 IceCube

Используется набор из 29 мюонных событий нейтрино с энергией выше 200 ТэВ [150]. Три из 29 событий имеют большую статистическую неопределенность в определении их направления (больше чем 3°). Вероятность попадания одного из 749 блазаров в их эллипс ошибок составляет порядка единицы. Мы исключили эти события из анализа. Исключение этих событий изменяет эффективную выдержку IceCube данных на $3/29 \simeq 10\%$.

90% эллипсы ошибок оставшихся 26 событий нейтрино не содержат блазаров, детектируемых в γ -диапазоне, кроме одного, OR 313, находящегося на границе эллипса ошибки, события 36, что согласуется с вероятностью его

¹<http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/analysis/>

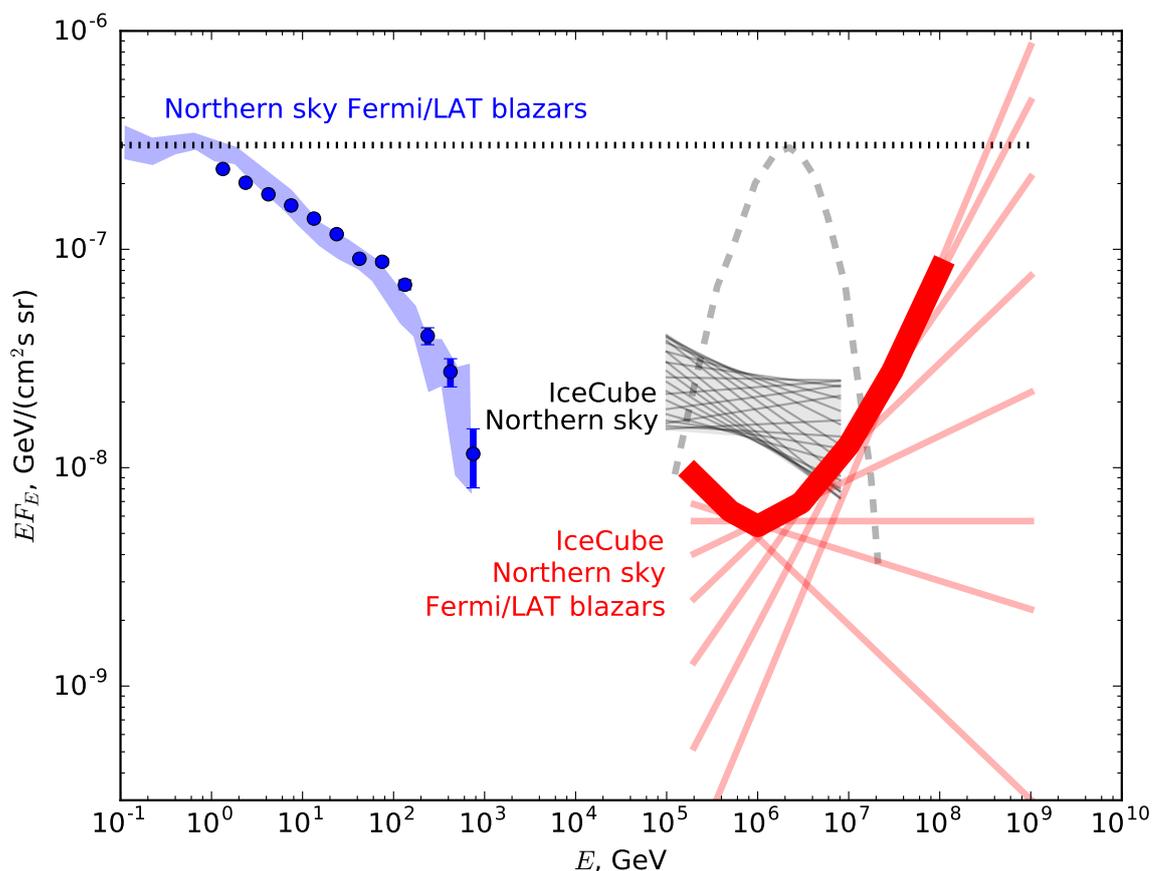


Рис. 3.2. Суммарный (синие точки) спектр гамма-излучения и верхний предел нейтринного потока (красный) для блазаров северного полушария. Голубая закрашенная полоса показывает спектр внегалактических источников полученный телескопом Ферми [153]. Черная штрихованная область показывает поток астрофизических мюонных нейтрино IceCube из [150]. Серой пунктирной линией показана модель нейтринного спектра для адронной модели из [101].

случайного совпадения. Событие 36 имеет энергию $E = 200$ ТэВ, а вероятность того, что оно имеет астрофизическое происхождение, равна 0.45 [150], т. е., скорее всего, событие 36 является фоновым атмосферным нейтрино. 90% верхний предел числа событий по мюонным нейтрино от блазаров с оцениваемыми энергиями выше 200 TeV

$$N_{lim} = 4. \quad (3.3)$$

Спектр нейтринного излучения от блазаров, вообще говоря, неизвестен. Чтобы получить верхний предел на поток нейтрино от блазаров для произвольной формы спектра, рассчитывается максимальное возможное значение нормировки κ для нейтринного потока со степенным спектром

$$\frac{dN_\nu}{dE} = \kappa \left(\frac{E}{E_*} \right)^{-\Gamma} \quad (3.4)$$

(где E_* - есть нормировка энергии $E_* = 1$ ПэВ) для различных показателей спектра Γ . Следуя, [101], вычисляется нормировка κ для различных значений показателя степени Γ и находится их огибающая. Реалистичный нейтринный спектр излучения, как правило, может быть хорошо аппроксимирован степенным законом в диапазоне энергий, где чувствительность IceCube, наиболее высока (около ПэВ для рассматриваемого набора данных IceCube), если только в спектре нет высоко-энергетического или низко-энергетического обрезания в пределах чувствительности IceCube. Следовательно, полученная огибающая степенных спектров, может быть также использована для установления ограничений на настоящие спектры нейтрино: эти спектры могут, в лучшем случае, “касаться” снизу ограничивающей кривой.

Чтобы получить огибающую кривую, заметим, что экспозиция IceCube для ν_μ (или $\bar{\nu}_\mu$) в диапазоне энергий выше 400 ТэВ хорошо аппроксимируется степенным законом

$$T_{exp} A_{eff} \simeq T A_* (E_\nu / E_*)^p \quad (3.5)$$

с нормировкой $T A_* \simeq (7/2) \times 10^{14}$ см²с (усредняя по телесному углу $\Omega =$

$2\pi(1 - \cos(95^\circ))$ и учитывая только мюонные нейтрино) при энергии $E_* = 1 \text{ PeV}$ и наклоне $p = 0.34$ [150].

Ожидаемое число мюонных нейтрино и анти-нейтрино в диапазоне энергий $E_{min} < E_\nu < E_{max}$ для данной нормировки потока κ

$$N_{\nu_\mu} = \frac{1}{3}\kappa \int \Omega T_{exp} A_{eff}(E_\nu) \left(\frac{E_\nu}{E_*}\right)^{-\Gamma} dE_\nu = \frac{\kappa \Omega T A_* E_*}{3(p - \Gamma + 1)} \left(\left[\frac{E_{max}}{E_*}\right]^{p-\Gamma+1} - \left[\frac{E_{min}}{E_*}\right]^{p-\Gamma+1} \right) \quad (3.6)$$

где величина $1/3$ учитывает тот факт, что мюонные нейтрино составляют $1/3$ сигнала (предполагая стандартные предположения о механизме смешивания нейтрино).

Мюоны, возникшие в взаимодействиях по каналу заряженного тока вне детектора IceCube, имеют начальные энергии $E_\mu \simeq (1 - y_{cc})E_\nu$, где y_{cc} есть среднее значение неупругости во взаимодействиях заряженных токов [154]. Энергия большинства зарегистрированных мюонов намного ниже их первоначальной энергии из-за потери энергии при прохождении через горные породы $dE_\mu/dx = -(a + bE_\mu)$ [155]. Поэтому распределение конечных энергий мюонов, произведенных моноэнергетичными нейтрино с энергией E_ν и непрерывно подвергающихся взаимодействиям по каналу заряженного тока на протяжении всего пути в горной породе или льде, есть $dN_\mu/dE \propto E^{-1}$ в диапазоне энергий $E < E_0$, вплоть до $E_{crit} = a/b \simeq 1 \text{ ТэВ}$. Это определяет функцию плотности вероятности энергии мюонов [156]

$$\frac{dp(E_\mu, E_\nu)}{dE} = \left(\ln \left(1 + \frac{(1 - y_{cc})E_\nu}{E_{crit}} \right) \right)^{-1} \frac{1}{(E_\mu + E_{crit})} \quad (3.7)$$

Распределение энергии мюонных событий

$$\begin{aligned} \frac{dN_\mu}{dE_\mu} &= \int_{\frac{E_\mu}{(1+y_{cc})}}^{\infty} \frac{dp(E_\mu, E_\nu)}{dE} T_{exp} A_{eff}(E_\nu) \Omega \frac{\kappa}{3} \left(\frac{E_\nu}{E_*}\right)^{-\Gamma} dE_\nu \\ &\simeq \frac{\Omega T A_*}{3 \ln \left(\frac{E_\mu}{E_{crit}}\right) (p - \Gamma + 1)} \left(\frac{E_\mu}{E_*}\right)^{p-\Gamma} \end{aligned} \quad (3.8)$$

Интегрируя распределение мюонов в диапазоне энергий (E_{min}, E_{max}) получаем

$$N_{\mu} \simeq \frac{\kappa \Omega T A_* E_*}{3(\Gamma - p - 1)} \times \left(\left[\frac{(E_{min}/E_*)^{p-\Gamma+1}}{\ln(E_{min}/E_{crit})} \right] - \left[\frac{(E_{max}/E_*)^{p-\Gamma+1}}{\ln(E_{max}/E_{crit})} \right] \right) \quad (3.9)$$

которая отличается от числа нейтрино на коэффициент $(\ln(E_{\mu}/E_{crit}))^{-1} \simeq 0.2$.

Нормируя $N_{\mu} = N_{lim}$, находим κ для разных значений Γ . Результат показан красными прямыми линиями на рис. 3.2. Жирная красная кривая - огибающая - выделяет область допустимых степенных спектров. Отметим, что в $\Gamma < p + 1 \simeq 1.3$, в статистике сигналов преобладают высоко энергетические события и максимальная нормировка степенного закона зависит от высоко энергичного обрыва в спектре. Мы получили $E_{max} \sim 10^{18} \text{eV}$ в наших вычислениях.

3.3 Результаты анализа

3.3.1 Несогласие наблюдательных данных с адронной моделью гамма-излучения блазаров с протонами, ускоренными на ударном фронте релятивистском джете

Рассматриваемый случай, когда ускоренные ударными волнами протоны взаимодействуют с излучением от аккреционного диска. Обычные геометрически-тонкие/оптически-толстые аккреционные диски в активных ядрах галактик имеют температуры, достигающие 10^4K во внутренних областях диска, близких к самой нижней стабильной орбите [40, 157]. Протоны, ускоренные около черной дыры или во внутренней области релятивистской струи активного галактического ядра взаимодействуют с ультрафиолетовым излучением, исходящим непосредственно от диска, или с излучением диска, рассеянным в области широких линий. Это неизбежно приводит к рождению

нейтрино в ПэВ-ном диапазоне энергий. Пример спектра нейтрино, вычисленного для степенного спектра протонов с $\Gamma = 2$ и $E_{cut} = 10^{17}$ эВ, взаимодействующих с мягкими фотонами из аккреционного диска с максимумом спектра при $\epsilon = 15$ эВ (из [101]) изображен серой штриховой линией на Рис. 3.2.

Из Рис. 3.2 можно видеть, что верхний предел на поток нейтрино ПэВ-ых энергий от блазара на два порядка меньше, чем ожидаемый уровень потока. Раличие между потоком гамма-излучения и верхним пределом на поток нейтрино исключает адронные модели, в которых ожидается спектр нейтрино с максимумом мощности в ПэВ-ном диапазоне энергий.

Пионы образуются в $p\gamma$ -взаимодействиях только при энергиях выше

$$E_{p,thr} = 10^{16} \left[\frac{\epsilon}{10 \text{ eV}} \right]^{-1}, \quad (3.10)$$

где ϵ есть характерная энергия фотонов излучения, заполняющего центральные области АЯГ. Энергия нейтрино, происходящего из распада заряженных пионов, обычно ниже $\lesssim 10\%$ энергии исходного протона:

$$E_\nu \sim 10^{15} \left[\frac{\epsilon}{10 \text{ eV}} \right]^{-1} \quad (3.11)$$

Энергия распадов пионов примерно поровну делится между электромагнитным излучением и нейтрино. Развитие электромагнитного каскада в источнике переводит электромагнитную мощность энергии в диапазон энергий ГэВ-ТэВ. Горизонтальная штриховая линия на Рис. 3.2 показывает оценку мощностей электромагнитного излучения популяции блазаров. В отличие от мощности электромагнитного излучения, мощность излучения нейтрино остается в том же диапазоне энергий (3.11).

Ограничение, полученное из данных IceCube, можно обойти, если предположить, что большая часть мощности нейтринного излучения излучается в диапазоне энергий, отличном от диапазона 0.1 – 10 ПэВ. Это именно так, если мягкие фотоны, с которыми взаимодействуют протоны в $p\gamma$ -взаимодействиях

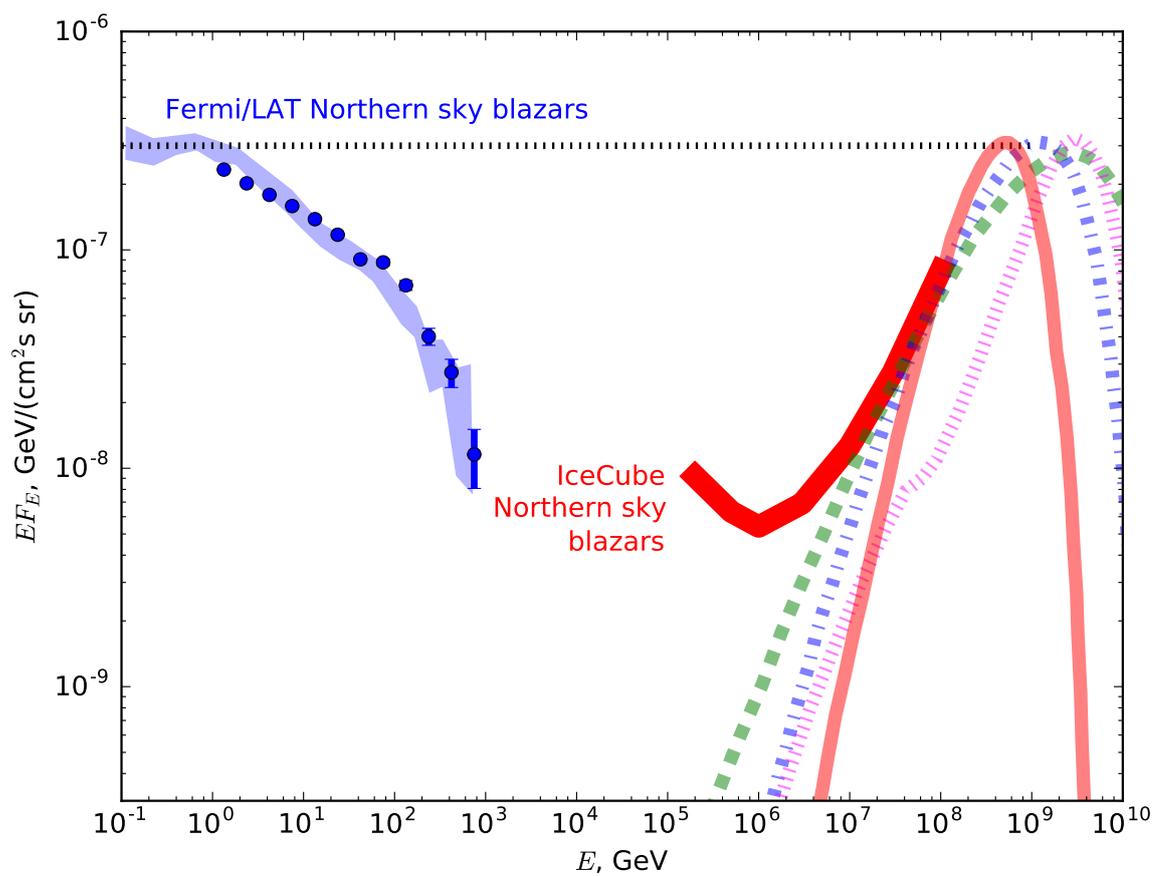


Рис. 3.3. Сравнение верхнего предела на поток нейтрино по данным IceCube с предсказаниями адронных моделей гамма-излучения блазаров.

имеют энергии в инфракрасном или микроволновом диапазоне. Такой тип взаимодействий рассмотрен в модели из работ [158, 159]. Характерная энергия фотонов реликтового излучения составляет $\epsilon \simeq 10^{-3}$ eV.

Пурпурная пунктирная линия на Рис. 3.3 показывает репрезентативную модель спектра нейтрино, возникающих при взаимодействии протонов со спектром E^{-2} с высокоэнергетическим обрезанием на 10^{20} эВ с фотонами реликтового излучения и фоновыми внегалактическими фотонами [159]. Нормируя поток в данной модели на средний поток гамма-излучения блазаров, получим, что спектр в данной модели согласуется с ограничениями из данных IceCube.

Другой тип адронных моделей, который оказывается ограниченным совместным анализом данных IceCube и Fermi, - это модели, в которых протоны, ускоренные ударными волнами, взаимодействуют с протонами и ядрами в окружающем веществе. В этом случае порог рождения пионов лежит в области 100 МэВ, и спектр нейтрино в области выше этой границы приближенно повторяет спектр протонов. Если спектр протонов следует степенному закону с показателем степени, близким к 2, спектр нейтрино ПэВ-ых энергий также будет следовать степенному закону с наклоном, близким к 2, и с потоком энергии, сравнимым по порядку величины с потоком гамма-излучения. Различие между максимальной возможной нормировкой спектра нейтрино типа E^{-2} и штриховой горизонтальной линией на Рис. 3.2, 3.3 составляет два порядка, и, следовательно, данная модель исключена.

3.3.2 Ограничения на модели с протонным спектром с резким максимумом

Ограничения на адронные модели гамма-излучения блазаров, индуцированные протон-протонными или протон-фотонными взаимодействиями, полученные из совместного анализа данных IceCube и Fermi, можно обойти, если высокоэнергетичные протоны приобретают энергию не за счет процесса

ускорения в ударной волне. Если индуцирующие каскады протоны ускорены крупномасштабными электрическими полями, например, полями в областях магнитного пересоединения или в вакуумных зазорах в магнитосферах черных дыр, то их спектр имеет острый пик на определенной энергии. Если характерная энергия процесса ускорения достаточно велика, то максимум спектра нейтрино определяется характерной энергией протонов, а не порогом $p\gamma$ -реакции. Синяя штрих-пунктирная линия на Рис. 3.3 показывает спектр нейтрино, произведенных в результате взаимодействия протонов с энергиями 3×10^{19} эВ фотонами $\epsilon = 10$ эВ. Нижняя часть спектра модели касается предельной огибающей, полученной из данных IceCube. Это означает, что адронные модели для излучения аккреционного диска активного галактического ядра согласуются с ограничениями, если спектр протонов имеет резкое обрезание при энергиях ниже энергии в максимуме спектра

$$E_p \gtrsim 2 \times 10^{19} \text{ эВ} \quad (3.12)$$

Другой возможностью является рассмотрение моделей, в которых аккреция на черную дыру образует радиационно-неэффективный аккреционный поток RIAF. Предполагается, что такой тип аккреционного потока реализуется в радиогалактиках с низкой светимостью и лацертидах. В этих случаях низкоэнергетическое излучение от аккреционного потока представляет собой синхротронное излучение электронов, нагретых до релятивистских температур столкновениями с протонами. Синхротронное излучение RIAF имеет пик в инфракрасном диапазоне [160], $\epsilon \lesssim 0.1$ эВ, а спектр нейтрино имеет пик в диапазоне энергий выше 10^{17} эВ. Это проиллюстрировано красной непрерывной линией на Рис. 3.3, которая соответствует спектру нейтрино, возникших при взаимодействии протонов с энергиями 10^{19} эВ с фотонами с энергиями 0.1 эВ. Можно заметить, что спектр такой модели согласуется с данными IceCube, т.е. модели с протонным спектром, обрезанным снизу на

$$E_p \gtrsim 0.6 \times 10^{19} \text{ эВ} \quad (3.13)$$

также согласуются с наблюдательными данными.

Полученных ограничений также можно избежать в адронной модели, где высокоэнергетичные протоны взаимодействуют с низкоэнергетичными протонами из аккреционного потока, если спектр высокоэнергетичных протонов имеет резкий пик на высоких энергиях. Зеленая штриховая линия на Рис. 3.3 показывает спектр нейтрино, вычисленный в модели взаимодействия протонов с энергиями 2×10^{20} эВ с низкоэнергетичными протонами. Можно увидеть, что низкоэнергетичная часть спектра нейтрино касается огибающей верхних пределов данных IceCube. Это означает, что модели, основанные на протон-протонных взаимодействиях, не исключены полученными ограничениями только в случае протонов сверхвысоких энергий:

$$E_p \gtrsim 1 \times 10^{20} \text{ эВ} \quad (3.14)$$

3.3.3 Энергии протонов в моделях зазоров в магнитосферах черных дыр

Энергии протонов, ускоренных в зазоре высоты H магнитосферы черной дыры массы M , ограничены конечным размером зазора, который определяется рождением электрон-позитронных пар на фоне присутствующих в магнитосфере мягких фотонов излучения RIAF. Высота зазора зависит от светимости L и размера R поля мягких фотонов, а также от характерной энергии мягких фотонов ϵ и от возможностей ускорения электронов и протоннов в зазоре, определяемых угловым моментом черной дыры a [29, 48, 49, 70, 108, 130, 138, 161–163].

На Рис. 3.4 изображена энергия протонов как функция светимости источника L и магнитного поля B , вычисленные в рамках подхода, рассмотренного в работе [108]. В модели предполагается, что черная дыра погружена в радиационно-неэффективный поток, в котором поле мягких фотонов производится синхротронным излучением электронов, нагретых до темпе-

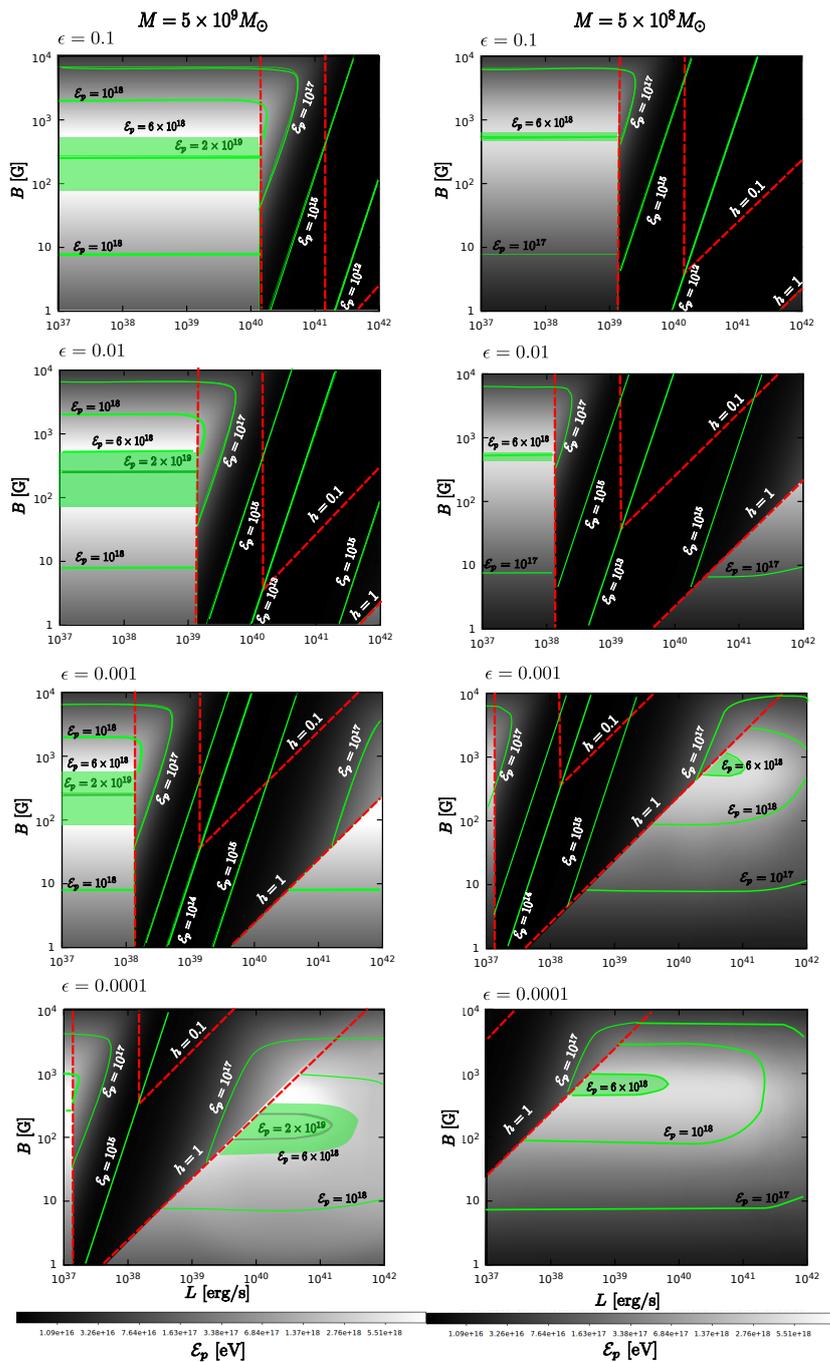


Рис. 3.4. Энергии протонов, ускоренных в вакуумных зазорах магнитосферы черной дыры масс $M = 5 \times 10^9 M_\odot$ (левый столбец) и $5 \times 10^8 M_\odot$ (правый столбец), окруженных RIAF со спектром синхротронного излучения, имеющим пик в инфракрасном диапазоне от $\epsilon = 0.1$ эВ (верхняя строка) до 10^{-4} эВ (нижняя строка). Красные штриховые линии показывают безразмерную высоту зазора h . Зеленые непрерывные линии соответствуют энергиям протонов. Темные/серые области на диаграммах соответствуют диапазонам параметров, исключенных согласно данным IceCube+Fermi. Зеленые области соответствуют разрешенным диапазонам параметров.

ратур 10 – 100 МэВ протонами. Спектр синхротронного излучения RIAF обычно имеет пик в инфракрасном диапазоне (в противоположность УФ-доминированному спектру оптически толстого/геометрически тонкого аккреционного диска). Отдельные столбцы на рисунке соответствуют двум различным массам черной дыры. Строки соответствуют различным полям мягких фотонов в центральной части активного галактического ядра. Во всех случаях инфракрасное/микроволновое излучение мягких фотонов предполагается изотропным, а источник излучения локализован в области размером $10R_{Schw}$, где R_{Schw} - шварцшильдовский радиус черной дыры.

Процесс возникновения пар начинает ограничивать высоту зазора, когда светимость достигает определенного (зависящего от магнитного поля) значения около 10^{40} эрг/с. Для более низких светимостей RIAF плотность поля мягких фотонов недостаточна для производства пар внутри магнитосферы черной дыры на масштабе расстояний $R \sim R_{Schw}$ порядка шварцшильдовского радиуса черной дыры. В этом случае максимальная энергия протонов оценивается как

$$E_p \sim eBR_{Schw} \simeq 10^{19} \left[\frac{B}{100 \text{ G}} \right] \left[\frac{M}{3 \times 10^9 M_\odot} \right] \text{ эВ}, \quad (3.15)$$

где M масса черной дыры. Предел $E_p > 6 \times 10^{18}$ эВ представляет собой ограничение на силу магнитного поля во внутренней части RIAF:

$$B > 100 \left[\frac{M}{3 \times 10^9 M_\odot} \right]^{-1} \text{ Гс} \quad (3.16)$$

Энергия протонов падает ниже 6×10^{18} эВ также при высоких значениях B . В этом случае синхротронные потери ограничивают энергию протонов, как в моделях из статей [21–23]. Такой тип моделей не исключается напрямую полученными выше ограничениями из анализа данных Fermi/LAT и IceCube.

Производство пар на излучении от ускоренных в зазоре электронов также подавляется при высоких светимостях RIAF из-за сильных потерь энергий на рассеяние обратного Комптона, которые не позволяют электронам ускорить-

ся до энергий, необходимых для последующего рождения пар. Подавление рождения пар, определяющих границы зазора, при низких и высоких светимостях RIAF, позволяет увеличить высоту зазора и ускорять протоны до энергий, превосходящих 10^{19} эВ. Однако, в этом случае протоны сами могут начинать производить пары при взаимодействии с излучением RIAF, если оказываются ускоренными до энергий выше порога рождения пар. Это ограничивает энергии протонов также и в случае RIAF высокой светимости, как видно из Рис. 3.4.

Зеленые области на Рис. 3.4 соответствуют диапазонам параметров L, B , в которых энергия протонов достигает значений $> 6 \times 10^{18}$ ГэВ. Ускорение в вакуумных зазорах в магнитосферах черных дыр, окруженных RIAF с такими параметрами соответствовало бы нейтринному и электромагнитному излучениям, согласующимся с данными IceCube и Fermi/LAT. Видно, что это возможно только в весьма ограниченных областях пространства параметров источников.

3.4 Выводы по главе 3

В данной главе было показано, что комбинация наблюдательных данных IceCube и Fermi/LAT позволяет исключить определенные типы адронных моделей излучения блазаров. С данными не согласуются те модели, в которых наблюдаемое гамма-излучение возникает в каскадах, индуцированных ускоренными на ударном фронте протонами при взаимодействии с фотонами из ультрафиолетового поля излучения в центральной области активного галактического ядра. Согласуются с данными те адронные модели, в которых спектр высокоэнергетичных протонов имеет острый пик в диапазоне ультра-высоких энергий. Примером такой модели является модель ускорения протонов в вакуумных зазорах магнитосферы черной дыры. Данные IceCube и Fermi/LAT ограничивают пространство параметров такого рода моделей (све-

тимось и магнитное поле в RIAF, окружающем черную дыру). Согласно модели предсказывают поток нейтрино, связанных с ускорением протонов до энергий КЛСВЭ в блазарах. Это означает, что такая модель может быть проверена при наблюдениях нейтрино энергий $E_\nu \sim 0.1 - 1$ эВ, вне диапазона энергий, доступных для регистрации на IceCube. Увеличение экспозиции IceCube или изучение данного диапазона энергий экспериментами типа CHANT [164] и ARA [165], специально разработанными для исследования диапазона $0.1 - 1$ ЭэВ, может быть использовано для проверки данной модели.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Диссертация посвящена исследованию физических явлений, связанных с ускорением лептонов и протонов в непосредственной окрестности сверхмассивных черных дыр в центрах галактик.

Рассмотрены вопросы происхождения космических лучей сверхвысоких энергий, нейтрино высоких энергий и особенностей спектра гамма-излучения базаров и радиогалактик. Полученные предсказания могут быть исследованы с учетом имеющихся на настоящий момент данных наблюдений в гамма-диапазоне Fermi/LAT, а также, в будущем, с ожидаемым увеличением чувствительности гамма-наблюдений с началом работы СТА, увеличением экспозиции IceCube, и в планирующихся экспериментах CHANT и ARA.

Показано, что простейшая модель вакуумного зазора в магнитосферах черных дыр может быть успешно применена для построения модели популяции неидентичных источников космических лучей сверхвысоких энергий. Данная модель популяции источников является единственной, удовлетворяющей условию их многочисленности, в предположении о чисто протонном составе космических лучей сверхвысоких энергий. Ожидаемый поток сопутствующего ускорению протонов излучения в гамма-диапазоне не позволяет различать источники как точечные на настоящем уровне чувствительности гамма-телескопов, однако может быть зарегистрирован при достижении планируемой чувствительности на СТА. Полный поток сопутствующего излучения в построенной модели популяции не превышает наблюдаемый диффузный фон в ГэВ-ом диапазоне энергий. Данный результат может быть использован для дальнейшего исследования возможных источников космических лучей сверхвысоких энергий.

Совместный анализ данных спутника Fermi и нейтринной обсерватории IceCube показал, что модель ускорения протонов в вакуумных зазорах является одной из немногих неисключенных адронных моделей происхожде-

ния гамма-излучения блазаров. Энергии ускоренных протонов в источниках должны находиться в диапазоне космических лучей сверхвысоких энергий. Энергии нейтрино в модели зазора с максимумом протонного спектра в области космических лучей сверхвысоких энергий лежат вне диапазона энергий, доступных регистрации на IceCube, и могут быть исследованы в новых планируемых экспериментах CHANT и ARA или с увеличением времени экспозиции IceCube. Полученные ограничения исключают адронные модели со степенным спектром инжекции протонов, взаимодействующих с фотонами ультрафиолетового диапазона энергий, характерных для моделей стандартного тонкого аккреционного диска. Исключены также адронные модели с характерным для ускорения на релятивистских ударных фронтах степенным спектром инжекции протонов с показателем степени $\Gamma \approx 2$ и протон-протонными взаимодействиями.

Исследование зазора в бессиловой магнитосфере черной дыры в источниках с радиационно-неэффективным потоком методом Монте-Карло моделирования распространения электронов и протонов с учетом структуры магнитосферы, потерь энергии на излучение и фонового спектра показал, что протоны могут ускоряться в окрестностях черных дыр до высоких и сверхвысоких энергий только в случае аккреционных потоков предельно низкой светимости и, соответственно, при размерах зазора, сравнимых с размерами горизонта черной дыры.

Показано, что существование зазоров в магнитосферах черных дыр имеет явные наблюдательные проявления в гамма-диапазоне. Излучение зазора в режимах низкой, средней и высокой светимостей радиационно-неэффективного потока проявляется как резкая особенность на фоне более широкого/гладкого спектра джета. Ожидаемое с началом работы СТА улучшение качества данных наблюдений в гамма-диапазоне должно позволить различить предсказываемые моделью особенности спектра в наблюдениях лацертид и радиогалактик типа ФР-I. Данные Fermi/LAT также могут быть

использованы для поиска, возможно переменной, узкой компоненты спектра среди наблюдений рассматриваемых классов источников.

Благодарности

В заключение я хотела бы поблагодарить моего научного руководителя Сергея Вадимовича Троицкого за неоценимое внимание, терпение и поддержку на всех этапах выполнения работы. Выражаю глубокую признательность своему учителю и соавтору Андрею Юрьевичу Неронову, без участия которого не могла бы быть выполнена эта работа. Я благодарна своим соавторам О.Е. Калашеву и Д.В. Семикозу. Выражаю благодарность всему коллективу Института ядерных исследований РАН и коллективу Астрофизического центра университета Женевы. Выражаю признательность В.С. Бескину и М.Ю. Лютикову за внимание и интересные дискуссии. Я благодарна своим друзьям и коллегам Е.А. Зенкевичу и Д. Малышеву, неоднократно принимавшим участие в решении научных и технических вопросов, а также всем своим одноклассникам и аспирантскому коллективу ИЯИ.

Я благодарна своей семье И.В. Птицыной, О. Дунин-Барковской, П. Дунин-Барковскому, Е. Птицыной, В.А. Птицыну, Н.К. Шклянко и В.А. Шклянко, Е.Ю. Дунин-Барковской и всем своим замечательным друзьям, список которых рискует превысить объемы диссертации.

Список сокращений

КЛСВЭ – космические лучи сверхвысоких энергий

СМЧД – сверхмассивная черная дыра

АЯГ – активные ядра галактик

ОПН – опорные наблюдатели

RIAF – радиационно-неэффективный поток (Radiatively Inefficient Accretion Flow)

IceCube – нейтринная обсерватория, расположенная на южном полюсе

СТА – Cherenkov Telescope Array

ARA – Askaryan Radio Array

CHANT – Cherenkov from Astrophysical Neutrinos Telescope

ЛИТЕРАТУРА

1. IceCube Collaboration et al. Evidence for high-energy extraterrestrial neutrinos at the IceCube detector //Science. – 2013. – V. 342. – №. 6161. – P. 1242856.
2. Aartsen M. G. et al. A combined maximum-likelihood analysis of the high-energy astrophysical neutrino flux measured with IceCube //The Astrophysical Journal. – 2015. – V. 809. – №. 1. – P. 98.
3. Aartsen M. G. et al. Evidence for astrophysical muon neutrinos from the northern sky with IceCube //Physical review letters. – 2015. – V. 115. – №. 8. – P. 081102.
4. Aartsen M. G. et al. Observation and Characterization of a Cosmic Muon Neutrino Flux from the Northern Hemisphere using six years of IceCube data //The Astrophysical Journal. – 2016. – V. 833. – №. 1. – P. 3.
5. Ackermann M. et al. The third catalog of active galactic nuclei detected by the Fermi Large Area Telescope //The Astrophysical Journal. – 2015. – V. 810. – №. 1. – P. 14.
6. Sikora M., Begelman M. C., Rees M. J. Comptonization of diffuse ambient radiation by a relativistic jet: The source of gamma rays from blazars? //The Astrophysical Journal. – 1994. – V. 421. – P. 153-162.
7. Dermer C. D., Schlickeiser R. Model for the high-energy emission from blazars //The Astrophysical Journal. – 1993. – V. 416. – P. 458.
8. Ghisellini G., Madau P. On the origin of the γ -ray emission in blazars //Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 1996. – V. 280. – №. 1. – P. 67-76.
9. Celotti A., Ghisellini G. The power of blazar jets //Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2008. – V. 385. – №. 1. – P. 283-300.

10. Neronov A., Aharonian F. A. Production of TeV gamma radiation in the vicinity of the supermassive black hole in the giant radio galaxy M87 //The Astrophysical Journal. – 2007. – V. 671. – №. 1. – P. 85.
11. Eichler D. High-energy neutrino astronomy-A probe of galactic nuclei //The Astrophysical Journal. – 1979. – V. 232. – P. 106-112.
12. Mannheim K., Biermann P. L. Photomeson production in active galactic nuclei //Astronomy and Astrophysics. – 1989. – V. 221. – P. 211-220.
13. Mannheim K., Biermann P. L. Gamma-ray flaring of 3C 279-A proton-initiated cascade in the jet? //Astronomy and Astrophysics. – 1992. – V. 253. – P. L21-L24.
14. Begelman M. C., Rudak B., Sikora M. Consequences of relativistic proton injection in active galactic nuclei //The Astrophysical Journal. – 1990. – V. 362. – P. 38-51.
15. Mannheim K. The proton blazar //Astronomy and Astrophysics. – 1993. – V. 269. – P. 67-76.
16. Halzen F., Zas E. Neutrino fluxes from active galaxies: A model-independent estimate //The Astrophysical Journal. – 1997. – V. 488. – №. 2. – P. 669.
17. Neronov A. Y., Semikoz D. V. Which blazars are neutrino loud? //Physical Review D. – 2002. – V. 66. – №. 12. – P. 123003.
18. Kalashev O., Semikoz D., Tkachev I. Neutrinos in IceCube from active galactic nuclei //Journal of Experimental and Theoretical Physics. – 2015. – V. 120. – №. 3. – P. 541-548.
19. Neronov A., Semikoz D., Sibiryakov S. Measuring parameters of active galactic nuclei central engines with very high energy γ -ray flares //Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2008. – V. 391. – №. 2. – P. 949-958.
20. Neronov A., Ribordy M. IceCube sensitivity for neutrino flux from Fermi blazars in quiescent states //Physical Review D. – 2009. – V. 80. – №. 8. – P. 083008.

21. Mucke A., Protheroe R. J. A proton synchrotron blazar model for flaring in Markarian 501 //Astroparticle Physics. – 2001. – V. 15. – №. 1. – P. 121-136.
22. Aharonian F. A. Proton-synchrotron radiation of large-scale jets in active galactic nuclei //Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2002. – V. 332. – №. 1. – P. 215-230.
23. Mucke A. et al. BL Lac objects in the synchrotron proton blazar model //Astroparticle Physics. – 2003. – V. 18. – №. 6. – P. 593-613.
24. Neronov A., Vovk I., Malyshev D. Central engine of a gamma-ray blazar resolved through the magnifying glass of gravitational microlensing //Nature Physics. – 2015. – V. 11. – №. 8. – P. 664-667.
25. Vovk I., Neronov A. Microlensing constraints on the size of the gamma-ray emission region in blazar B0218+ 357 //Astronomy and Astrophysics. – 2016. – V. 586. – P. A150.
26. Aharonian F. et al. Fast Variability of Tera–Electron Volt γ -Rays from the Radio Galaxy M87 //Science. – 2006. – V. 314. – №. 5804. – P. 1424-1427.
27. Aharonian F. et al. An exceptional very high energy Gamma-Ray flare of PKS 2155–304 //The Astrophysical Journal Letters. – 2007. – V. 664. – №. 2. – P. L71.
28. Abramowski A. et al. The 2010 very high energy γ -ray flare and 10 years of multi-wavelength observations of M 87 //The Astrophysical Journal. – 2012. – V. 746. – №. 2. – P. 151.
29. Aleksic J. et al. Black hole lightning due to particle acceleration at subhorizon scales //Science. – 2014. – V. 346. – №. 6213. – P. 1080-1084.
30. Vovk I., Neronov A. Variability of gamma-ray emission from blazars on black hole timescales //The Astrophysical Journal. – 2013. – V. 767. – №. 2. – P. 103.
31. Foschini L. et al. Fermi/LAT detection of extraordinary variability in the gamma-ray emission of the blazar PKS 1510-089 //Astronomy and Astrophysics. – 2013. – V. 555. – P. A138.

32. Troitsky S. Supermassive dark-matter Q-balls in galactic centers? //Journal of Cosmology and Astroparticle Physics. – 2016. – V. 2016. – №. 11. – P. 027.
33. Tchekhovskoy A. Launching of active galactic nuclei jets //The Formation and Disruption of Black Hole Jets. – Springer International Publishing, 2015. – P. 45-82.
34. Esin A. A., McClintock J. E., Narayan R. Advection-dominated accretion and the spectral states of black hole X-ray binaries: application to Nova Muscae 1991 //The Astrophysical Journal. – 1997. – V. 489. – №. 2. – P. 865.
35. Esin A. A. et al. Spectral transitions in cygnus X-1 and other black hole X-ray binaries //The Astrophysical Journal. – 1998. – V. 505. – №. 2. – P. 854.
36. Yuan F., Narayan R. Hot accretion flows around black holes //Annual Review of Astronomy and Astrophysics. – 2014. – V. 52. – P. 529-588.
37. Narayan R., Yi I. Advection-dominated accretion: Underfed black holes and neutron stars //arXiv preprint astro-ph/9411059. – 1994.
38. Sadowski A. et al. Numerical simulations of super-critical black hole accretion flows in general relativity //Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2014. – V. 439. – №. 1. – P. 503-520.
39. McKinney J. C. et al. Three-dimensional general relativistic radiation magnetohydrodynamical simulation of super-Eddington accretion, using a new code HARMRAD with M1 closure //Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2014. – V. 441. – №. 4. – P. 3177-3208.
40. Shakura N. I., Sunyaev R. A. A theory of the instability of disk accretion on to black holes and the variability of binary X-ray sources, galactic nuclei and quasars //Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 1976. – V. 175. – №. 3. – P. 613-632.
41. Narayan R. Why do agn lighthouses switch off? //Lighthouses of the Universe: The Most Luminous Celestial Objects and Their Use for Cosmology. – Springer Berlin Heidelberg, 2002. – P. 405-427.

42. Blandford R. D. Lighthouses of the Universe, ed. M. Gilfanov, R. Sunyaev et al. – 2001.
43. Seyfert C. K. Nuclear Emission in Spiral Nebulae //The Astrophysical Journal. – 1943. – V. 97. – P. 28.
44. Blandford R. D., Znajek R. L. Electromagnetic extraction of energy from Kerr black holes //Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 1977. – V. 179. – №. 3. – P. 433-456.
45. Doeleman S. S. et al. Jet-launching structure resolved near the supermassive black hole in M87 //Science. – 2012. – V. 338. – №. 6105. – P. 355-358.
46. Broderick A. E. et al. The event horizon of M87 //The Astrophysical Journal. – 2015. – V. 805. – №. 2. – P. 179.
47. Lu R. S. et al. Imaging the supermassive black hole shadow and jet base of M87 with the event horizon telescope //The Astrophysical Journal. – 2014. – V. 788. – №. 2. – P. 120.
48. Broderick A. E., Tchekhovskoy A. Horizon-scale Lepton Acceleration in Jets: Explaining the Compact Radio Emission in M87 //The Astrophysical Journal. – 2015. – V. 809. – №. 1. – P. 97.
49. Beskin V. S., Istomin Y. N., Pev V. I. Filling the magnetosphere of a supermassive black-hole with plasma //Soviet Astronomy. – 1992. – V. 36. – P. 642.
50. Takahashi M. et al. Magnetohydrodynamic flows in Kerr geometry-Energy extraction from black holes //The Astrophysical Journal. – 1990. – V. 363. – P. 206-217.
51. Levinson A., Eichler D. Baryon loading of gamma-ray burst by neutron pickup //The Astrophysical Journal Letters. – 2003. – V. 594. – №. 1. – P. L19.
52. Moscibrodzka M., Falcke H. Coupled jet-disk model for Sagittarius A*: explaining the flat-spectrum radio core with GRMHD simulations of jets //Astronomy and Astrophysics. – 2013. – V. 559. – P. L3.

53. Levinson A., Rieger F. Variable TeV emission as a manifestation of jet formation in M87? //The Astrophysical Journal. – 2011. – V. 730. – №. 2. – P. 123.
54. Aharonian F. et al. An exceptional very high energy Gamma-Ray flare of PKS 2155–304 //The Astrophysical Journal Letters. – 2007. – V. 664. – №. 2. – P. L71.
55. Aharonian F. et al. Fast Variability of Tera–Electron Volt γ -Rays from the Radio Galaxy M87 //Science. – 2006. – V. 314. – №. 5804. – P. 1424-1427.
56. Abramowski A. et al. The 2010 very high energy γ -ray flare and 10 years of multi-wavelength observations of M 87 //The Astrophysical Journal. Foschini L. et al. Fermi/LAT detection of extraordinary variability in the gamma-ray emission of the blazar PKS 1510-089 //Astronomy and Astrophysics. – 2013. – V. 555. – P. A138. 2012. – V. 746. – №. 2. – P. 151.
57. Vovk I., Neronov A. Variability of gamma-ray emission from blazars on black hole timescales //The Astrophysical Journal. – 2013. – V. 767. – №. 2. – P. 103.
58. Foschini L. et al. Fermi/LAT detection of extraordinary variability in the gamma-ray emission of the blazar PKS 1510-089 //Astronomy and Astrophysics. – 2013. – V. 555. – P. A138.
59. Aleksic J. et al. Black hole lightning due to particle acceleration at subhorizon scales //Science. – 2014. – V. 346. – №. 6213. – P. 1080-1084.
60. Neronov A. Y., Semikoz D. V., Tkachev I. I. Ultra-high energy cosmic ray production in the polar cap regions of black hole magnetospheres //New Journal of Physics. – 2009. – V. 11. – №. 6. – P. 065015.
61. Krymskii G. F. A regular mechanism for the acceleration of charged particles on the front of a shock wave //Akademiia Nauk SSSR Doklady. – 1977. – V. 234. – P. 1306-1308.

62. Bell A. R. The acceleration of cosmic rays in shock fronts–I //Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 1978. – V. 182. – №. 2. – P. 147-156.
63. Drury L. O. C. An introduction to the theory of diffusive shock acceleration of energetic particles in tenuous plasmas //Reports on Progress in Physics. – 1983. – V. 46. – №. 8. – P. 973.
64. Bridle A. H., Perley R. A. Extragalactic radio jets //Annual Review of Astronomy and Astrophysics. – 1984. – V. 22. – №. 1. – P. 319-358.
65. Marscher A. P. et al. The inner jet of an active galactic nucleus as revealed by a radio-to- γ -ray outburst //Nature. – 2008. – V. 452. – №. 7190. – P. 966-969.
66. Romanova M. M., Lovelace R. V. E. Magnetic field, reconnection, and particle acceleration in extragalactic jets //Astronomy and Astrophysics. – 1992. – V. 262. – P. 26-36.
67. Yuan F., Quataert E., Narayan R. Nonthermal electrons in radiatively inefficient accretion flow models of Sagittarius A //The Astrophysical Journal. – 2003. – V. 598. – №. 1. – P. 301.
68. Yuan F., Narayan R. Hot accretion flows around black holes //Annual Review of Astronomy and Astrophysics. – 2014. – V. 52. – P. 529-588.
69. Neronov A., Vovk I., Malyshev D. Central engine of a gamma-ray blazar resolved through the magnifying glass of gravitational microlensing //Nature Physics. – 2015. – V. 11. – №. 8. – P. 664-667.
70. Neronov A., Aharonian F. A. Production of TeV gamma radiation in the vicinity of the supermassive black hole in the giant radio galaxy M87 //The Astrophysical Journal. – 2007. – V. 671. – №. 1. – P. 85.
71. Ghia P. L. et al. Highlights from the Pierre Auger Observatory // PoS. 2016. Vol. ICRC2015. P. 034.

72. Ivanov D. et al. TA Spectrum Summary // PoS. 2016. Vol. ICRC2015. P. 349.
73. Belz J. Summary of UHECR composition measurements by the Telescope Array Experiment // PoS. 2016. Vol. ICRC2015. P. 351.
74. Rubtsov G. I. et al. Upper limit on the ultrahigh-energy photon flux from agasa and yakutsk data // Phys. Rev. 2006. Vol. D73. P. 063009.
75. Abraham J. et al. An upper limit to the photon fraction in cosmic rays above 1019-eV from the Pierre Auger Observatory // Astropart. Phys. 2007. Vol. 27. P. 155–168.
76. Risse M. An upper limit to photons from first data taken by the Pierre Auger Observatory // 6th Rencontres du Vietnam: Challenges in Particle Astrophysics Hanoi, Vietnam, August 6-12, 2006. 2007. arXiv:astro-ph/0701065
77. Glushkov A. V., Gorbunov D. S., Makarov I. T. et al. Constraining the fraction of primary gamma rays at ultra-high energies from the muon data of the Yakutsk extensive-air-shower array // JETP Lett. 2007. Vol. 85. P. 131–135.
78. Bleve C. Updates on the neutrino and photon limits from the Pierre Auger Observatory // PoS. 2016. Vol. ICRC2015. P. 1103.
79. Rubtsov G. Telescope Array search for photons and neutrinos with the surface detector data // PoS. 2016. Vol. ICRC2015. P. 331.
80. Knurenko S., Petrov I. Mass Composition of Cosmic Rays at Ultra High Ener 167 gies by Yakutsk Data // J. Phys. Conf. Ser. 2015. Vol. 632, no. 1. P. 012098.
81. Abu-Zayyad T. et al. Search for anisotropy of ultrahigh energy cosmic rays with the telescope array experiment //The Astrophysical Journal. – 2012. – V. 757. – №. 1. – P. 26.

82. Collaboration H. R. F. E. et al. First observation of the Greisen-Zatsepin-Kuzmin suppression //Physical Review Letters. – 2008. – V. 100. – №. 10. – P. 101101.
83. Abraham J. et al. Observation of the suppression of the flux of cosmic rays above 4×10^{19} eV //Physical Review Letters. – 2008. – V. 101. – №. 6. – P. 061101.
84. Abu-Zayyad T. et al. The cosmic-ray energy spectrum observed with the surface detector of the telescope array experiment //The Astrophysical Journal Letters. – 2013. – V. 768. – №. 1. – P. L1.
85. Greisen K. End to the cosmic-ray spectrum? //Physical Review Letters. – 1966. – V. 16. – №. 17. – P. 748.
86. Zatsepin G. T., Kuzmin V. A. Upper limit of the spectrum of cosmic rays //JETP lett. – 1966. – V. 4. – P. 114-116.
87. Nagano M., Watson A. A. Observations and implications of the ultrahigh-energy cosmic rays //Reviews of Modern Physics. – 2000. – V. 72. – №. 3. – P. 689.
88. Abreu P. et al. The Pierre Auger Observatory III: Other Astrophysical Observations //arXiv preprint arXiv:1107.4805. – 2011.
89. Aharonian F. A. et al. Constraints on the extremely high-energy cosmic ray accelerators from classical electrodynamics //Physical Review D. – 2002. – V. 66. – №. 2. – P. 023005.
90. Medvedev M. V. Constraint on electromagnetic acceleration of highest energy cosmic rays //Physical Review E. – 2003. – V. 67. – №. 4. – P. 045401.
91. Ptitsyna K. V., Troitsky S. V. Physical conditions in potential accelerators of ultra-high-energy cosmic rays: updated Hillas plot and radiation-loss constraints //Physics-Uspekhi. – 2010. – V. 53. – №. 7. – P. 691.
92. IceCube Collaboration et al. An absence of neutrinos associated with cosmic-ray acceleration in [ggr]-ray bursts //Nature. – 2012. – V. 484. – №. 7394. – P. 351-354.

93. Dar A. Neutrinos and cosmic rays from gamma ray bursts //arXiv preprint arXiv:1205.3479. – 2012.
94. Levinson A. Particle acceleration and curvature TeV emission by rotating, supermassive black holes //Physical Review Letters. – 2000. – V. 85. – №. 5. – P. 912.
95. Levinson A., Rieger F. Variable TeV emission as a manifestation of jet formation in M87? //The Astrophysical Journal. – 2011. – V. 730. – №. 2. – P. 123.
96. Hirotani K., Okamoto I. Pair plasma production in a force-free magnetosphere around a supermassive black hole //The Astrophysical Journal. – 1998. – V. 497. – №. 2. – P. 563.
97. Krawczynski H. X-ray and TeV gamma-ray emission from parallel electron-positron or electron-proton beams in BL lacertae objects //The Astrophysical Journal. – 2007. – V. 659. – №. 2. – P. 1063.
98. Vincent S., Lebohec S. Monte Carlo simulation of electromagnetic cascades in black hole magnetosphere //Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2010. – V. 409. – №. 3. – P. 1183-1194.
99. Hirotani K., Pu H. Y. Energetic Gamma Radiation from Rapidly Rotating Black Holes //The Astrophysical Journal. – 2016. – V. 818. – №. 1. – P. 50.
100. Hirotani K. et al. Lepton acceleration in the vicinity of the event horizon: High-energy and Very-high-energy emissions from rotating black holes with various masses //The Astrophysical Journal. – 2016. – V. 833. – №. 2. – P. 142.
101. Tchernin C. et al. An exploration of hadronic interactions in blazars using IceCube //Astronomy and Astrophysics. – 2013. – V. 555. – P. A70.
102. Berezhinsky V., Gazizov A., Grigorieva S. On astrophysical solution to ultrahigh energy cosmic rays //Physical Review D. – 2006. – V. 74. – №. 4. – P. 043005.

103. Gelmini G., Kalashev O., Semikoz D. V. GZK photons in the minimal ultra-high energy cosmic rays model //Astroparticle Physics. – 2007. – V. 28. – №. 4. – P. 390-396.
104. Ptuskin V., Rogovaya S., Zirakashvili V. On ultra-high energy cosmic rays: origin in AGN jets and transport in expanding Universe //Advances in Space Research. – 2013. – V. 51. – №. 2. – P. 315-321.
105. Kachelriess M., Semikoz D. V. Reconciling the ultra-high energy cosmic ray spectrum with Fermi shock acceleration //Physics Letters B. – 2006. – V. 634. – №. 2. – P. 143-147.
106. Kalashev O. E., Ptitsyna K. V., Troitsky S. V. Towards a model of population of astrophysical sources of ultrahigh-energy cosmic rays //Physical Review D. – 2012. – V. 86. – №. 6. – P. 063005.
107. Kalashev O., Ptitsyna K., Troitsky S. Constraints on direct acceleration of UHECRs in astrophysical sources //EPJ Web of Conferences. – EDP Sciences, 2013. – V. 53. – P. 06003.
108. Ptitsyna K., Neronov A. Particle acceleration in the vacuum gaps in black hole magnetospheres //Astronomy and Astrophysics. – 2016. – V. 593. – P. A8.
109. Neronov A., Semikoz D. V., Ptitsyna K. Strong constraint on hadronic models of blazar activity from Fermi and IceCube stacking analysis //arXiv preprint arXiv:1611.06338. – 2016.
110. Neronov A., Semikoz D. Particle acceleration and formation of jets in the cores of active galactic nuclei //New Astronomy Reviews. – 2003. – V. 47. – №. 6. – P. 693-696.
111. Neronov A. Y., Semikoz D. V., Tkachev I. I. Ultra-high energy cosmic ray production in the polar cap regions of black hole magnetospheres //New Journal of Physics. – 2009. – V. 11. – №. 6. – P. 065015.
112. Wald R. M. Black hole in a uniform magnetic field //Physical Review D. – 1974. – V. 10. – №. 6. – P. 1680.

113. Bicak J., Janis V. Magnetic fluxes across black holes //Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 1985. – V. 212. – №. 4. – P. 899-915.
114. Znajek R. L. The electric and magnetic conductivity of a Kerr hole //Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 1978. – V. 185. – №. 4. – P. 833-840.
115. Ghosh P., Abramowicz M. A. Electromagnetic extraction of rotational energy from disc-fed black holes: the strength of the Blandford-Znajek process //Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 1997. – V. 292. – №. 4. – P. 887-895.
116. Shakura N. I., Sunyaev R. A. Black holes in binary systems. Observational appearance //Astronomy and Astrophysics. – 1973. – V. 24. – P. 337-355.
117. Novikov I. D., Thorne K. S. Black Holes (Les Astres Occlus): Astrophysics of Black Holes. Gordon Breach, New York. – 1973.
118. Zhang W. M., Lu Y., Zhang S. N. The black hole mass and magnetic field correlation in active galactic nuclei //Chinese Journal of Astronomy and Astrophysics. – 2005. – V. 5. – №. S1. – P. 347.
119. Ferrarese L., Ford H. Supermassive black holes in galactic nuclei: past, present and future research //Space Science Reviews. – 2005. – V. 116. – №. 3-4. – P. 523-624.
120. Shankar F. The demography of supermassive black holes: Growing monsters at the heart of galaxies //New Astronomy Reviews. – 2009. – V. 53. – №. 4. – P. 57-77.
121. Alexander D. M., Hickox R. C. What drives the growth of black holes? //New Astronomy Reviews. – 2012. – V. 56. – №. 4. – P. 93-121.
122. Li Y. R., Ho L. C., Wang J. M. Cosmological evolution of Supermassive black holes. I. Mass Function at $0 < z < 2$ //The Astrophysical Journal. – 2011. – V. 742. – №. 1. – P. 33.

123. Hill C. T., Schramm D. N. Ultrahigh-energy cosmic-ray spectrum //Physical Review D. – 1985. – V. 31. – №. 3. – P. 564.
124. Berezhinskii V. S., Grigor'eva S. I. A bump in the ultra-high energy cosmic ray spectrum //Astronomy and Astrophysics. – 1988. – V. 199. – P. 1-12.
125. Kalashev O. E., Ph.D. Thesis, INR RAS, 2003.
126. Bhattacharjee P., Sigl G. Origin and propagation of extremely high-energy cosmic rays //Physics Reports. – 2000. – V. 327. – №. 3. – P. 109-247.
127. Abreu P. et al. The Pierre Auger Observatory I: The cosmic ray energy spectrum and related measurements //arXiv preprint arXiv:1107.4809. – 2011.
128. Kalashev O. E. et al. Global anisotropy of arrival directions of ultra-high-energy cosmic rays: capabilities of space-based detectors //Journal of Cosmology and Astroparticle Physics. – 2008. – V. 2008. – №. 03. – P. 003.
129. Jackson J. D. Classical Electrodynamics (New York, NY, 1962)
130. Hirotani K., Okamoto I. Pair plasma production in a force-free magnetosphere around a supermassive black hole //The Astrophysical Journal. – 1998. – V. 497. – №. 2. – P. 563.
131. Komissarov S. S. General relativistic magnetohydrodynamic simulations of monopole magnetospheres of black holes //Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2004. – V. 350. – №. 4. – P. 1431-1436.
132. Komissarov S. S. Observations of the Blandford–Znajek process and the magnetohydrodynamic Penrose process in computer simulations of black hole magnetospheres //Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2005. – V. 359. – №. 3. – P. 801-808.
133. MacDonald D., Thorne K. S. Black-hole electrodynamics: an absolute-space/universal-time formulation //Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 1982. – V. 198. – №. 2. – P. 345-382.

134. Thorne K. S., Macdonald D. Electrodynamics in curved spacetime: 3+ 1 formulation //Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 1982. – V. 198. – №. 2. – P. 339-343.
135. Komissarov S. S. 3+ 1 magnetodynamics //Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters. – 2011. – V. 418. – №. 1. – P. L94-L98.
136. Goldreich P., Julian W. H. Pulsar electrodynamics //The Astrophysical Journal. – 1969. – V. 157. – P. 869.
137. Бескин В. Осесимметричные стационарные течения в астрофизике. – Litres, 2016.
138. Neronov A. Y., Semikoz D. V., Tkachev I. I. Ultra-high energy cosmic ray production in the polar cap regions of black hole magnetospheres //New Journal of Physics. – 2009. – V. 11. – №. 6. – P. 065015.
139. Neronov A., Aharonian F. A. Production of TeV gamma radiation in the vicinity of the supermassive black hole in the giant radio galaxy M87 //The Astrophysical Journal. – 2007. – V. 671. – №. 1. – P. 85.
140. Perlman E. S. et al. The mid-infrared emission of M87 //The Astrophysical Journal. – 2007. – V. 663. – №. 2. – P. 808.
141. Whysong D., Antonucci R. Thermal emission as a test for hidden nuclei in nearby radio galaxies //The Astrophysical Journal. – 2004. – V. 602. – №. 1. – P. 116.
142. Doeleman S. S. et al. Jet-launching structure resolved near the supermassive black hole in M87 //Science. – 2012. – V. 338. – №. 6105. – P. 355-358.
143. Abdo A. A. et al. Fermi Large Area Telescope gamma-ray detection of the radio galaxy M87 //The Astrophysical Journal. – 2009. – V. 707. – №. 1. – P. 55.
144. Aharonian F. et al. Fast Variability of Tera-Electron Volt γ -Rays from the Radio Galaxy M87 //Science. – 2006. – V. 314. – №. 5804. – P. 1424-1427.

145. Acciari V. A. et al. Observation of gamma-ray emission from the galaxy M87 above 250 GeV with VERITAS //The Astrophysical Journal. – 2008. – V. 679. – №. 1. – P. 397.
146. Aleksic J. et al. MAGIC observations of the giant radio galaxy M 87 in a low-emission state between 2005 and 2007 //Astronomy and Astrophysics. – 2012. – V. 544. – P. A96.
147. Neronov A., Semikoz D., Taylor A. M. Very hard gamma-ray emission from a flare of Mrk 501 //Astronomy and Astrophysics. – 2012. – V. 541. – P. A31.
148. Lesch H., Birk G. T. Particle acceleration by magnetic field-aligned electric fields in active galactic nuclei //Astronomy and Astrophysics. – 1997. – V. 324. – P. 461-470.
149. Romanova M. M., Lovelace R. V. E. Magnetic field, reconnection, and particle acceleration in extragalactic jets //Astronomy and Astrophysics. – 1992. – V. 262. – P. 26-36.
150. IceCube Collaboration, Aartsen, M. G., Abraham, K., et al. 2016a, ArXiv e-prints
151. IceCube Collaboration, Aartsen, M. G., Abraham, K., et al. 2016b, ArXiv e-prints
152. Acero F. et al. Fermi large area telescope third source catalog //The Astrophysical Journal Supplement Series. – 2015. – V. 218. – №. 2. – P. 23.
153. Ackermann M. et al. The spectrum of isotropic diffuse gamma-ray emission between 100 MeV and 820 GeV //The Astrophysical Journal. – 2015. – V. 799. – №. 1. – P. 86.
154. Gandhi R. et al. Ultrahigh-energy neutrino interactions //Astroparticle Physics. – 1996. – V. 5. – №. 2. – P. 81-110.

155. Chirkin, D. & Rhode, W. 2004, ArXiv High Energy Physics - Phenomenology e-prints
156. Neronov A., Ribordy M. Neutrino signal from γ -ray-loud binaries powered by high energy protons //Physical Review D. – 2009. – V. 79. – №. 4. – P. 043013.
157. Frank J., King A., Raine D. Accretion power in astrophysics. – Cambridge University Press, 2002.
158. Essey W. et al. Secondary photons and neutrinos from cosmic rays produced by distant blazars //Physical Review Letters. – 2010. – V. 104. – №. 14. – P. 141102.
159. Essey W. et al. Role of line-of-sight cosmic-ray interactions in forming the spectra of distant blazars in TeV gamma rays and high-energy neutrinos //The Astrophysical Journal. – 2011. – V. 731. – №. 1. – P. 51.
160. Narayan R., Mahadevan R., Quataert E. Theory of Black Hole Accretion Disks, ed. – 1998. P. 148–182
161. Levinson A. Particle acceleration and curvature TeV emission by rotating, supermassive black holes //Physical Review Letters. – 2000. – V. 85. – №. 5. – P. 912.
162. Neronov A., Tinyakov P., Tkachev I. TeV signatures of compact UHECR accelerators //Journal of experimental and theoretical physics. – 2005. – V. 100. – №. 4. – P. 656-662.
163. Hirotani K., Pu H. Y. Energetic Gamma Radiation from Rapidly Rotating Black Holes //The Astrophysical Journal. – 2016. – V. 818. – №. 1. – P. 50.
164. Neronov A. et al. Sensitivity of the space-based Cherenkov from Astrophysical Neutrinos Telescope (CHANT) //arXiv preprint arXiv:1606.03629. – 2016.
165. Allison P. et al. Design and initial performance of the Askaryan Radio Array prototype EeV neutrino detector at the South Pole //Astroparticle Physics. – 2012. – V. 35. – №. 7. – P. 457-477.