

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В. ЛОМОНОСОВА
НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
имени Д. В. Скобельцына

На правах рукописи

ХАЛИКОВ ЭМИЛЬ ВЯЧЕСЛАВОВИЧ

**КАСКАДНЫЕ МОДЕЛИ ХАРАКТЕРИСТИК ПОТОКОВ
ГАММА-КВАНТОВ ОТ ЭКСТРЕМАЛЬНЫХ БЛАЗАРОВ**

Специальность 01.04.23 — Физика высоких энергий

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
к.ф.-м.н. Джатдоев Тимур Ахматович

Москва – 2021

Содержание

Введение	4
1 Основные инструменты и объекты изучения гамма-астрономии . .	12
1.1 Эксперименты по регистрации космических гамма-квантов	12
1.1.1 Космические гамма-телескопы	13
1.1.2 Наземные детекторы гамма-квантов	20
1.1.2.1 Первое поколение	24
1.1.2.2 Второе поколение	26
1.1.2.3 Третье поколение	27
1.1.2.4 Детекторы частиц	29
1.1.2.5 Перспективы развития черенковских детекторов . . .	31
1.2 Источники внегалактического гамма-излучения	33
2 Особенности внегалактического распространения гамма-квантов .	40
2.1 Внегалактические фотонные поля	40
2.2 Внегалактическое магнитное поле	44
2.3 Основные модели распространения гамма-квантов в Метагалактике	49
2.3.1 Модель только поглощения	49
2.3.2 Указания на неполноту модели только поглощения	52
2.3.3 Альтернативные модели распространения гамма-квантов . .	54
2.3.4 Каскадные модели распространения гамма-квантов	55
3 Электромагнитная каскадная модель	57
3.1 Режимы электромагнитной каскадной модели	57
3.2 Моделирование спектров блазаров в ЕСМ	61
3.3 Характеристики ЕСМ	64
3.4 Объяснение известных аномалий наблюдаемых спектров блазаров в рамках ЕСМ	67
4 Адронная каскадная модель	71
4.1 Базовая и смешанная адронные каскадные модели	72
4.2 Модифицированная адронная каскадная модель	86
Заключение	112

Список рисунков	114
Список таблиц	123
Литература	124

Введение

Актуальность темы и степень её разработанности:

Из всех возможных классов активных ядер галактик наиболее яркими источниками в гамма-диапазоне являются блазары, имеющие джеты, направленные в сторону наблюдателя. Как правило, типичное спектральное распределение энергии (Spectral Energy Distribution или SED) блазаров имеет характерную двугорбую структуру. Первый пик SED, находящийся в энергетическом диапазоне от инфракрасного до рентгеновского, вызван синхротронным излучением релятивистских электронов в джете, а второй, находящийся в рентгеновском - гамма-диапазоне, - обратным комптоновским излучением электронов на фотонных полях или адронными процессами. Помимо прочих свойств блазаров, представляющих научный интерес, они также используются в качестве стандартных свечей для изучения прозрачности Вселенной по отношению к гамма-квантам. Гамма-кванты от далёких блазаров подвержены поглощению на фотонах Внегалактического Фонового Излучения (Extragalactic Background Light или EBL) посредством процесса образования пар. Это означает, что наблюдаемые SED гамма-квантов от таких источников будут более мягкими по сравнению с первичными. Первичные (или восстановленные) SED можно получить, скорректировав наблюдаемые SED с учётом вышеупомянутого поглощения гамма-квантов в Метагалактике. В данной работе рассматриваются т. н. экстремальные ТЭВные блазары, то есть блазары, которые имеют пик восстановленного SED в ТЭВном диапазоне. На данный момент было зарегистрировано около десяти экстремальных ТЭВных блазаров [1]. Первые гамма-кванты в ТЭВном диапазоне от экстремальных ТЭВных блазаров зарегистрированы телескопом H.E.S.S. в работе [2]. Одним из свойств, которые отличают экстремальные ТЭВные блазары от остальных типов блазаров, является их медленная (как правило, месяцы-годы) и слабая (вариация амплитуды с фактором <2) переменность. Благодаря этой слабой переменности они представляют собой идеальные объекты для исследования моделей внегалактического распространения частиц.

Исследование прохождения гамма-квантов от далёких источников, таких как экстремальные ТЭВные блазары, в Метагалактике является перспективной научной задачей, изучение которой может позволить уточнить структуру внегалактических магнитных (Extragalactic Magnetic Field, EGMF) и фотонных полей. Например, EGMF отклоняют заряженные частицы каскада по пути от источника

к наблюдателю, что отражается на энергетическом, угловом и временном распределении наблюдаемых гамма-квантов [3,4]. Таким образом, изучение этих распределений позволяет поставить ограничения на напряжённость и структуру EGMF. Также, на данный момент существует несколько моделей EBL, но его спектр определён неточно, в особенности, в области второго пика (средний - дальний инфракрасный диапазон). Исследование каскадных моделей может помочь поставить ограничения на спектры EBL. Помимо этого, исследование каскадных моделей позволяет поставить ограничения на параметры таких экзотических процессов, как, например, процессы с нарушением Лоренц-инвариантности.

Авторы [5] получили восстановленные SED различных блазаров (в том числе экстремальных ТэВных блазаров) и обнаружили что для нескольких источников наблюдается аномальный избыток числа гамма-квантов в оптически толстой области спектра (при энергиях порядка единиц ТэВ). Авторы [6] также провели исследование этой аномалии и установили её существование со значимостью два стандартных отклонения. Одна из перспективных моделей распространения гамма-квантов в Метагалактике, способных объяснить данную особенность восстановленных спектров блазаров, — это модель т. н. аксионоподобных частиц (Axion-Like Particles, ALP). ALP представляют собой псевдоскалярные бозоны с предельно низкими массами, способные осциллировать в фотоны и обратно наподобие процесса осцилляций нейтрино. По пути от источника к наблюдателю гамма-кванты очень высоких энергий от блазаров могут переходить в ALP в магнитных полях, проходить значительное расстояние как ALP, таким образом минуя поглощение на фотонах EBL, а затем переходить обратно в гамма-кванты вблизи к наблюдателю.

Открытие аксионоподобных частиц путём поиска осцилляций гамма-квантов в ALP и обратно потребует тщательной оценки и учёта астрофизического фона для этого процесса и, затем, подавления этого фона. Каскадные гамма-кванты от первичных протонов представляют наиболее опасный источник фона для процесса осцилляций гамма-ALP [7]. Поэтому, исследование главных характеристик каскадных моделей, а также получение энергетических спектров и угловых размеров блазаров в рамках этих моделей и сравнение их со спектрами в моделях ALP позволяет потенциально уменьшить фон для поиска осцилляций гамма-ALP в оптически толстой части спектров блазаров.

Цель и задачи диссертационной работы:

Целью данной диссертационной работы являлось изучение возможностей интерпретации наблюдений экстремальных ТэВных блазаров в рамках двух вариаций внегалактических каскадных моделей (электромагнитной и адронной) и разных вариаций внегалактического магнитного поля (включая современные астрофизические модели).

В работе решены следующие задачи:

1. Разработана методика расчёта характеристик потоков наблюдаемых гамма-квантов от внегалактических источников космических лучей предельно высоких энергий, учитывающая внегалактические каскады.
2. Реализован оригинальный код, соединяющий моделирование потерь первичных частиц при взаимодействии с фотонными полями, их отклонений внегалактическим магнитным полем, а также каскадных процессов.
3. С помощью полученного кода проведены расчёты наблюдаемых спектров гамма-квантов и угловых размеров гамма-излучения экстремальных ТэВных блазаров и сопоставлены с данными наблюдений и основными характеристиками (дифференциальными чувствительностями и угловыми разрешениями) существующих и проектируемых гамма-телескопов.

Объект и предмет исследования:

Объектом данного исследования являются экстремальные ТэВные блазары, то есть активные ядра галактик, у которых джет направлен преимущественно по направлению к наблюдателю и которые имеют пик восстановленного SED в ТэВном диапазоне. Конкретные источники, рассматриваемые в данной работе, имеют красные смещения $0.14 < z < 0.29$. Предмет данного исследования - это наблюдаемые угловые и энергетические распределения гамма-квантов от данных источников в рамках внегалактических каскадных моделей.

Методология исследования:

Основные результаты, представленные в диссертационной работе, получены с помощью методов математического моделирования. Были использованы как открытые программные коды CRPropa3 [8], ELMAG 2.03 [9], так и разработанный автором оригинальный гибридный код, соединяющий расчёты на основе аналитических уравнений, используемые для распространения первичных протонов и расчёта их потерь на фотонных полях, с численным моделированием отклонения этих протонов во внегалактическом магнитном поле и численным моделированием наблюдаемых спектров от каскадов, инициированных вторичными частицами.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Наблюдаемый спектр гамма-квантов от экстремальных ТэВных блазаров в рамках модифицированной адронной каскадной модели имеет подавление при высоких энергиях.
2. Экстремальные ТэВные блазары могут быть зарегистрированы как протяжённые (а не точечные) источники действующими и проектируемыми гамма-телескопами.

3. Межгалактические каскады от протонов предельно высоких энергий не могут значительно повышать эффективную прозрачность Вселенной для гамма-квантов очень высоких энергий, в случае если отклонение этих протонов в скоплениях галактик и во внегалактических филаментах настолько сильное, как предсказывается моделью [10] (или сильнее, чем предсказывается этой моделью).

Научная новизна:

Предложена гибридная методика, объединяющая моделирование взаимодействий первичных частиц с фотонными полями при их распространении в межгалактической среде и расчёт промежуточных каскадных спектров от вторичных частиц этих взаимодействий в предположении слабой универсальности (спектр каскада не зависит от энергии и типа инициирующей каскад частицы, но зависит от величины красного смещения точки начала каскада). Для модифицированной адронной модели данная методика также включает моделирование отклонения протонов во внегалактическом магнитном поле, описываемом современными моделями.

Разработан оригинальный программный код, основанный на данной гибридной методике и использовавшийся для расчёта наблюдаемых спектров гамма-квантов и угловых размеров гамма-излучения от экстремальных ТэВных блазаров в рамках адронной каскадной модели.

В рамках электромагнитной каскадной модели впервые проведено фитирование наблюдаемых энергетических спектров модельными зависимостями для большой выборки экстремальных ТэВных блазаров, и детально описаны их основные особенности в рамках этой модели.

Впервые рассчитаны наблюдаемые энергетические спектры и зависимости от энергии квантилей наблюдаемого углового размера внегалактических источников протонов предельно высоких энергий (более конкретно, экстремальных ТэВных блазаров 1ES1101-232, 1ES0229+200 и 1ES0414+009) с учётом отклонения первичных протонов во внегалактическом магнитном поле (модифицированная адронная каскадная модель), описываемом современными астрофизическими моделями, соответствующими крупномасштабной структуре распределения материи во Вселенной (более конкретно, моделями [10] и [11]).

Теоретическая и практическая значимость:

Процесс развития внегалактических электромагнитных каскадов от первичных протонов или гамма-квантов приводит к образованию вторичных (каскадных) гамма-квантов, которые наблюдаются гамма-телескопами и могут иметь достаточно высокие энергии (вплоть до нескольких ТэВ). Эти гамма-кванты представляют собой фон, маскирующий процессы осцилляций гамма-квантов в аксионоподоб-

ные частицы. Поэтому, исследование и подавление этого фона поможет упростить поиски процесса осцилляций аксионоподобных частиц в гамма-кванты.

Полученные в данной работе энергетические спектры и зависимости квантилей наблюдаемого углового размера источников от энергии могут использоваться для сравнения с будущими данными наблюдений этих источников гамма-телескопами следующего поколения, таких как CTA и LHAASO.

Гибридная методика, которая была разработана в данной диссертационной работе, может быть использована для будущих исследований внегалактического распространения высокоэнергичных гамма-квантов и космических лучей предельно высоких энергий.

Степень достоверности.

Достоверность результатов, полученных с помощью предлагаемой в данной работе гибридной методики (в предположении слабой универсальности, означающей, что наблюдаемые спектры каскада не зависят от энергии и типа частицы, инициирующей каскад) обеспечивается сравнением с результатами, полученными с помощью другой гибридной методики, предполагающей моделирование распространения этих частиц без допущения слабой универсальности. Формы модельных спектров, полученных для базовой адронной модели, находятся в соответствии с формой модельных спектров, полученных другими авторами (в частности, [12], [13] и [14]). Результаты, полученные с помощью отдельных частей кода, использующих аналитические и модельные расчёты, сравнивались с результатами авторов этих расчётов ([10, 15–18]).

Апробация работы. Результаты работы докладывались на следующих международных конференциях:

19th International Symposium on Very High Energy Cosmic Ray Interactions, 2016, Москва, Россия;

25 European Cosmic Ray Symposium, 2016, Турин, Италия;

The 2nd International Conference on Particle Physics and Astrophysics, 2016, Москва, Россия;

35th International Cosmic Ray Conference, 2017, Бусан, Южная Корея;

Half a Century of Blazars and Beyond, 2018, Турин, Италия;

26th Extended European Cosmic Ray Symposium and 35th Russian Cosmic Ray Conference, 2018, Барнаул, Россия;

QUARKS-2018 20th International Seminar on High Energy Physics, 2018, Валдай, Россия;

The 2019 TeV Particle Astrophysics conference (TeVPA 2019), 2019, Сидней, Австралия;

The extreme Universe viewed in very-high-energy gamma rays 2020, онлайн конференция.

Личный вклад.

Автором была написана часть гибридного программного кода, реализующего моделирование прохождения первичных протонов от источника до наблюдателя в базовой и смешанной адронных моделях. Более конкретно, автором был написан участок кода, моделирующий взаимодействие первичных протонов с фотонами космического фонового излучения. Этот код далее использовался для получения результатов, представленных на рис. 4.1–4.9, 4.11 и 4.12.

С использованием общедоступного программного кода ELMAG 2.02 [9] и модели EBL [19] автором была получена база каскадных спектров в универсальном режиме электромагнитной каскадной модели с первичной энергией гамма-квантов 1 ПэВ и красным смещением z , распределённым случайно и равномерно в диапазоне от 0 до 0.30. Эта база использовалась для исследования базовой, смешанной и промежуточной адронных каскадных моделей. Для модифицированной адронной каскадной модели эта база была обновлена автором (для обновлённой базы использовался код ELMAG 2.03 и модель EBL [20]).

Автором также было проведено моделирование (методом Монте-Карло) в рамках модифицированной адронной каскадной модели прохождения и отклонения протонов от ряда источников во внегалактическом магнитном поле, описываемом моделями [10] и [11], с использованием общедоступного программного кода CRPropa3 [8]. Помимо этого, автором был разработан оригинальный гибридный программный код, который объединяет полуаналитические расчёты потерь энергии протонов при взаимодействиях с фотонными полями со статистическим моделированием отклонения протонов в EGMF и внегалактических спектров ЭМ каскадов, и тем самым реализует распространение первичных протонов в Метагалактике с учётом взаимодействий с магнитными и фотонными полями. Это код был использован автором для получения основных результатов данной работы.

Автору принадлежат результаты, представленные на рис. 4.16, 4.17, 4.19–4.27 и 4.29, а также схемы 3.1, 4.13, 4.14 и 4.28. Также автором данной работы был построен график, объединяющий результаты современных ограничений на напряжённость внегалактического магнитного поля в войдах (рис. 2.2).

Публикации. Основные результаты диссертационной работы опубликованы в 11 печатных работах, в том числе в 7 статьях в рецензируемых журналах, индексируемых в Web of Science и Scopus и рекомендованных для защиты в диссертационном совете МГУ по специальности.

Публикации в рецензируемых журналах, индексируемых Web of Science и SCOPUS:

1. Khalikov E., Dzhatdov T. Observable spectral and angular distributions of gamma-rays from extragalactic ultrahigh energy cosmic ray accelerators: the case of extreme tev blazars // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 505(2):1940–1953, 2021. Impact Factor: 5.287 [DOI: 10.1093/mnras/stab1393]. Соответствует пункту [21] в списке литературы;

2. Emil Khalikov. Modeling gamma-ray seeds and angular extensions of extreme tev blazars from intergalactic proton-initiated cascades in contemporary astrophysical egmf models. *UNIVERSE*, 7(7):220, 2021. Impact Factor: 2.278 [DOI: 10.3390/universe7070220]. Соответствует пункту [22] в списке литературы;

3. T. A. Dzhatdov, E. V. Khalikov, A. P. Kircheva, and A. A. Lyukshin. Electromagnetic cascade masquerade: a way to mimic gamma-axion-like particle mixing effects in blazar spectra. *Astronomy and Astrophysics*, 603(59):1–24, 2017. Impact Factor: 5.802 [DOI: 10.1051/0004-6361/201629660]. Соответствует пункту [23] в списке литературы;

4. Т. А. Джатдоев, Э. В. Халиков, А. П. Кирчева и А. А. Люкшин. Особенности спектров блазаров в рамках электромагнитной и адронной моделей межгалактического каскада. *Известия Российской академии наук. Серия физическая*, 81(4):157-162, 2017. Импакт фактор (SJR): 0.226 [DOI: 10.3103/S1062873817040165]. Соответствует пункту [24] в списке литературы;

5. С. А. Баклагин, Т. А. Джатдоев, А. П. Кирчева, А. А. Люкшин и Э. В. Халиков. Каскады от первичных гамма-квантов и ядер - источник фона для поиска осцилляций фотонов в аксионоподобные частицы. *Физика элементарных частиц и атомного ядра*, 49(1):157–162, 2018. Импакт фактор (SJR): 0.242 [DOI: 10.1134/S1063779618010045]. Соответствует пункту [7] в списке литературы;

6. Timur Dzhatdov, Emil Khalikov, Egor Podlesnyi, and Anastasia Telegina. Intergalactic gamma-ray propagation: basic ideas, processes, and constraints. *Journal of Physics: Conference Series*, 1181(1):1–6, 2019. Impact Factor (SJR): 0.210 [DOI: 10.1088/1742-6596/1181/1/012049]. Соответствует пункту [25] в списке литературы;

7. T. A. Dzhatdov, E. V. Khalikov, A. P. Kircheva, and A. A. Lyukshin. Testing models of extragalactic gamma-ray propagation using observations of extreme blazars in gev and tev energy ranges. *Journal of Physics: Conference Series*, 798:1–5, 2017. Impact Factor (SJR): 0.210 [DOI: 10.1088/1742-6596/798/1/012002]. Соответствует пункту [26] в списке литературы.

Другие публикации автора:

1. Timur Dzhatdov, Emil Khalikov, Anna Kircheva, Egor Podlesnyi, and Anastasia Telegina. Intergalactic electromagnetic cascades in the magnetized universe

as a tool of astroparticle physics. EPJ Web of Conferences, 191(08009):1–8, 2018. [DOI 10.1051/epjconf/201819108009]. Соответствует пункту [27] в списке литературы;

2. Timur Dzhatdov, Emil Khalikov, Anna Kircheva, and Alexander Lyukshin. The vhe anomaly in blazar spectra and related phenomena. EPJ Web of Conferences, 145(17002):1–6, 2017. [DOI: 10.1051/epjconf/201614517002]. Соответствует пункту [28] в списке литературы;

3. Dzhatdov Timur, Khalikov Emil, and Kircheva Anna. Extragalactic γ -ray propagation: beyond the absorption-only model. Proceedings of Science, 301(866):1–8, 2017. Соответствует пункту [29] в списке литературы;

4. Dzhatdov Timur and Khalikov Emil. An excess of extreme tev blazars from the fermi lat distribution on the voidiness parameter. Proceedings of Science, 301(863):1–8, 2017. Соответствует пункту [30] в списке литературы.

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения. Полный объем диссертации составляет 152 страницы с 46 рисунками и 1 таблицей. Список литературы содержит 292 наименования.

Благодарности. Автор выражает огромную благодарность Тимуру Ахматовичу Джатдоеву за научное руководство, обсуждение результатов, возможность представить их на международных конференциях и помощь в подготовке диссертации. Автор также выражает глубокую признательность заведующей лабораторией теоретических и экспериментальных исследований взаимодействия и переноса излучений в различных средах НИИЯФ МГУ Татьяне Михайловне Рогановой за поддержку на всех этапах работы над данной диссертацией. Также автор благодарит всех своих коллег, которые принимали участие в работе над основными публикациями, представленными в этой работе, и авторов программных кодов, используемых в процессе работы над данной диссертацией.

Глава 1

Основные инструменты и объекты изучения гамма-астрономии

Настоящая глава имеет следующую структуру. В первом разделе рассмотрены основные методы регистрации гамма-излучения, а также описаны важнейшие прошлые, действующие и проектируемые эксперименты, регистрирующие гамма-кванты высоких и очень высоких энергий. Второй раздел посвящён краткому описанию основных источников внегалактического гамма-излучения, а также их эмиссионных механизмов. Для данной диссертационной работы наибольший интерес представляют внегалактические источники, поэтому галактические источники не обсуждаются.

1.1 Эксперименты по регистрации космических гамма-квантов

Поскольку космические гамма-кванты почти полностью поглощаются атмосферой Земли (и почти не доходят до уровня моря), их прямая регистрация на поверхности Земли не представляется возможной. Поэтому, прямые наблюдения гамма-излучения (ГИ) производятся исключительно в условиях аэростатных или космических полётов. На Земле же возможна только косвенная регистрация ГИ, основанная на регистрации и изучении свойств электронно-фотонных ливней (или Широких атмосферных Ливней, ШАЛ), инициируемых взаимодействием ГИ с ядрами газов, присутствующих в земной атмосфере.

Для регистрации ГИ разных энергий используются различные методики. Так, для регистрации ГИ низких энергий (от 100 кэВ до 10 МэВ) на орбитальных телескопах обычно используются телескопы с кодирующей маской, такие как INTEGRAL [31]; для регистрации ГИ средних энергий (от 1 МэВ до 100 МэВ) — комптоновские телескопы, такие как COMPTEL [32]; для регистрации ГИ высоких энергий (от 100 МэВ до 100 ГэВ) — конверсионные орбитальные телескопы, такие как AGILE [33] и Fermi LAT [34]; для регистрации ГИ очень высоких энергий (от 50 ГэВ до 100 ТэВ) — атмосферные черенковские телескопы, такие

как H.E.S.S. [35], MAGIC [36], VERITAS [37] и CTA [38], и наземные детекторы частиц, такие как MILAGRO [39] и HAWC [40], а также гибридные телескопы, такие как LHAASO [41].

В данной главе более подробно описаны методики конверсионных и атмосферных черенковских телескопов и детекторов частиц, а также приведены примеры их применения в прошлых, существующих и проектируемых гамма-телескопах.

1.1.1 Космические гамма-телескопы

Регистрация гамма-квантов в конверсионных гамма-телескопах происходит следующим образом: первичные гамма-кванты образуют в веществе детектора электронно-позитронные пары; эти электроны и позитроны излучают новые гамма-кванты посредством тормозного излучения; тормозные гамма-кванты, в свою очередь, образуют новые пары. Таким образом, в веществе детектора развивается электромагнитный (ЭМ) каскад. По характеристикам первичной пары можно определить направление прихода первичного гамма-кванта, а по характеристикам каскада — его энергию. Типичный конверсионный телескоп включает следующие структурные элементы: конвертер (при взаимодействии с которым первичный гамма-квант образует электронно-позитронную пару), трекер (для определения направления первичного гамма-кванта), калориметр (для определения его энергии) и антисовпадательная защита (для отсека фонов). Обычно в качестве вещества детектора, в котором первичные гамма-кванты образуют пары (конвертера), используются материалы с большим Z , поскольку для них велико сечение образования гамма-квантами пар в веществе (оно примерно пропорционально Z^2).

Как правило, для определения направления используется отдельный детектор-трекер из другого материала, чувствительного к заряженным частицам (например, кремния). Характерная ширина углового распределения этих электронов и позитронов e^+e^- (по отношению к направлению движения первичного гамма-кванта) примерно равна $m_e \cdot c^2 / E_\gamma$. Для получения трехмерной картины движения этой пары в веществе слои конвертера обычно перемежаются со слоями трекера из чувствительного материала. Однако, существуют также проекты гамма-телескопов с полностью чувствительным конвертер-трекером.

Для восстановления энергии первичного гамма-кванта измеряются такие параметры, как количество частиц каскада в максимуме (более подробно эта методика описана в начале следующего раздела). Для этих целей используется калориметр (как правило содержащий сцинтилляционный детектор).

Также в конверсионных гамма-телескопах очень важно подавление фона от высокоэнергичных заряженных частиц, например, космических лучей (КЛ). Это достигается благодаря дополнительному детектору, окружающему основной

детектор и включённому в режим антисовпадений. Обычно для этих целей используют слой пластикового сцинтиллятора определённой толщины, поскольку он должен быть достаточно толстым, чтобы была высокая эффективность регистрации заряженных частиц, но при этом не слишком толстым, потому что так увеличивается вероятность поглощения им гамма-квантов. При совпадении сигнала в подобном детекторе и в трекаре событие не регистрируется аппаратурой, поскольку было вызвано не гамма-квантом, а фоновой заряженной частицей.

Первой экспериментальной регистрацией ГИ можно считать аэростатный эксперимент Питерсона и Винклера, проведённый в 1958 г. [42]. Они зарегистрировали мощный всплеск ГИ от Солнца, который впервые назвали гамма-всплеском (важный термин гамма-астрономии, который впоследствии свяжут с другим феноменом).

После этого на орбиту было выведено несколько спутников с гамма-детекторами, в том числе первая орбитальная солнечная лаборатория (OSO-1) [43], спутники Explorer 11 [44] (который впервые регистрировал высокоэнергичные фотоны с энергиями 100-800 МэВ) и Ranger 3 [45] (который регистрировал гамма-кванты с энергиями в диапазоне от 0.1 до 3 МэВ). Однако, первое относительно большое открытие в гамма-астрономии принесла третья орбитальная солнечная обсерватория (OSO-3), запущенная в 1967 г. На её борту находился один детектор, чувствительный к гамма-квантам с энергиями от 50 МэВ до 1 ГэВ и уже содержащий антисовпадательную защиту. Этот инструмент зарегистрировал повышенную интенсивность гамма-излучения от областей, соответствующих галактической плоскости [46]. Помимо гамма-излучения от галактической плоскости, обсерватории удалось зарегистрировать изотропный гамма-фон, который, как предположили авторы, может иметь внегалактическое происхождение.

В 70-х были запущены орбитальные обсерватории SAS-2 (Small Astronomical Sattelite) и COS-B (Celestial Observation Satellite B). Первый телескоп был запущен в 1972 г. и собирал данные только 7 месяцев, регистрируя гамма-кванты в диапазоне энергий от 35 до 200 МэВ [47]. За это время он зарегистрировал 4 точечных источника. Это пульсар в центре Крабовидной Туманности, ещё один пульсар Вела, Cygnus X-3, ставший затем популярным источником для исследователей, а также необычный источник-пульсар, от которого было зарегистрировано только излучение в гамма-диапазоне, Геминга [48].

Второй телескоп был выведен на орбиту в 1975 г. и набирал данные следующие 7 лет. COS-B имел схожую с SAS-2 аппаратуру, и благодаря увеличенной, более вытянутой орбите мог произвести мониторинг большей части неба, однако, уровень фона от КЛ при этом стал больше [48]. Тем не менее, COS-B удалось построить карту неба в гамма-диапазоне. Спутник зарегистрировал те же 4 точечные источника, а также ещё 21 источник, половина из которых лежала внутри конуса с раствором 60 градусов и центром в Галактическом Центре. Однако, низ-

кое угловое разрешение (3 градуса при энергии 100 МэВ) сделало невозможным идентификацию большинства новых гамма-источников. Эксперимент регистрировал гамма-кванты в диапазоне от 40 МэВ до 5 ГэВ и имел максимальную эффективную площадь 50 см² [49].

Следующей важной датой для космической гамма-астрономии является 1991г, когда была запущена вторая из «двух великих обсерваторий NASA» после телескопа Хаббл, Комптоновская Гамма Обсерватория (Compton Gamma Ray Observatory, CGRO). Она собирала данные 9 лет и включала в себя 4 инструмента: BATSE (Burst And Transient Source Experiment), регистрировавший гамма-всплески и транзиентные явления в диапазоне от 20 кэВ до 8 МэВ, OSSE (Oriented Scintillation Spectrometer Experiment), регистрировавший ГИ в диапазоне от 0.05 до 10 МэВ, COMPTEL (COMPton TELescope), регистрирующий ГИ в диапазоне от 0.75 до 30 МэВ, и EGRET (Energetic Gamma Ray Experiment Telescope), регистрирующий ГИ более высоких энергий (20 МэВ — 10 ГэВ). Итого, обсерватория CGRO могла детектировать ГИ в беспрецедентном диапазоне энергий: 6 порядков величины от десятков кэВ до десятков ГэВ.

Телескоп EGRET на борту запущенной в 1991 г. Комптоновской Гамма Обсерватории имел в качестве трекового детектора искровую камеру со смесью газов (неон, аргон, этан), в качестве конвертера — тантал, а в качестве триггера и детектора антисовпадений — пластиковый сцинтиллятор. Эксперимент работал в режиме наведения (наблюдения отдельных источников) в течение 9 лет. Его максимальная эффективная площадь составляла 1500 см², поле зрения — 0.5 стер, а погрешность определения времени прихода событий от гамма-квантов — меньше 100 мкс [50].

За всё время работы EGRET получил подробную карту диффузного ГИ Галактики с энергией выше 100 МэВ [51]. EGRET обнаружил 188 источников, большая часть из которых так и не была идентифицирована по излучению в других диапазонах [52]. Главное отличие от предыдущих измерений заключается в том, что было зарегистрировано большое количество внегалактических источников, распределённых равномерно по всему небу. Так, у предшественника CGRO, космического телескопа COS-B, только 3 источника были расположены вне Галактической плоскости [53].

Следующим важным гамма-телескопом является телескоп AGILE [33] (Astro-rivelatore Gamma a Immagini LEggero), который был запущен итальянским космическим агентством в 2007 г. и до сих пор собирает данные. Телескоп состоит из двух детекторов: кремниевого трекера Gamma-Ray Imaging Detector (GRID), чувствительного в диапазоне энергий от 30 МэВ до 50 ГэВ и включающего в себя CsI калориметр MiniCalorimeter (MCAL), а также инструмента Super-AGILE detector (SA), который способен детектировать жёсткое рентгеновское излучение

в диапазоне 10 - 40 кэВ. Максимальная эффективная площадь инструмента составляет 600 см², а его поле зрения — 2.5 стер.

Научная программа этого эксперимента предполагала исследование активных ядер галактик (АЯГ) в режиме наведения, гамма-всплесков, диффузного гамма-фона, гамма-пульсаров, транзиентов, и других галактических и внегалактических источников. Позже к числу задач добавилось исследование остатков сверхновых, микроквazarов и компактных галактических объектов (слияний нейтронных звёзд с нейтронными звёздами и чёрными дырами).

Наконец, в 2009 г. в составе лаборатории Fermi вышел на орбиту главный космический гамма-телескоп современности Fermi LAT (Fermi Gamma-ray Large Space Telescope), регистрирующий ГИ в диапазоне энергий от 20 МэВ до 300 ГэВ. Объектами наблюдения Fermi LAT стали активные ядра галактик, нейтронные звёзды, пульсары, микроквazarы, остатки сверхновых, галактика Млечный Путь, Солнечная система и другие высокоэнергетические источники.

Fermi LAT — конверсионный гамма-телескоп, оснащённый вольфрамом в качестве конвертера, прецизионными трекером (представляющим собой кремниевые стрипы) и калориметром, которые состоят из 16 модулей, расположенных в виде массива 4 x 4 и поддерживаемых лёгкой алюминиевой решёткой. Сегментированный детектор, работающий в режиме антисовпадений, покрывает детекторный массив, в то время как регистрирующая аппаратура использует сигналы от детекторного массива в качестве триггера. Бортовая аналитическая система помогает подавлять фон, вызванный фоновыми космическими лучами и максимизирует эффективность регистрации гамма-квантов, а затем отправляет выбранные события для дальнейшего анализа на Землю. Таким образом, Fermi LAT способен регистрировать направления и времена прихода, а также энергии налетающих гамма-квантов, уменьшая фон от КЛ [34].

Главное усовершенствование Fermi LAT по сравнению с EGRET — это использование в качестве трекера силиконовых стрипов, которые обеспечивают более скоростное считывание сигнала, более высокое пространственное разрешение и эффективность регистрации по сравнению с газовыми детекторами, а также не требуют содержания детектора под давлением, обновления газа в искровых камерах и наличия отдельного детектора-триггера. Помимо этого, вычислительная мощность, доступная в то время, позволила установить бортовой модуль, который производил частичный анализ и обработку сигнала перед её трансляцией на Землю. Также, использование калориметра годоскопической конструкции (слои стрипов, расположенные под углом 90 градусов друг к другу) позволило измерять форму каскадной кривой и, благодаря этому, повысить точность измерения энергии для высокоэнергичных гамма-квантов, а сегментированная защита от антисовпадений позволила более точно идентифицировать гамма-события (например, ситуация с «ложным вето», когда вторичные частицы

изнутри детектора-трекера попадают в детектор антисовпадений и вызывают его срабатывание, теперь затрагивает не весь детектор, а лишь один его сегмент).

Научная программа на момент запуска содержала следующие задачи: (1) определение природы неидентифицированных инструментом EGRET источников ГИ, а также происхождения диффузного ГИ, (2) изучение механизмов ускорения частиц в космических источниках, таких как Солнце, АЯГ, пульсары и остатки сверхновых, (3) изучение поведения гамма-всплесков и транзиентов при высоких энергиях, (4) использование ГИ для исследования тёмной материи, а также (5) использование высокоэнергичного ГИ для исследования ранней Вселенной и космологической эволюции в высокоэнергичных источниках с красным смещением от $z = 0.5$ до $z = 6$.

Комбинация большой эффективной площади (8000 см^2 при энергии выше 10 ГэВ) и широкого поля зрения (2.4 стер) сделали Fermi LAT идеальным гамма-телескопом для мониторинга всего неба и позволили ему за всё время работы зарегистрировать около 5000 источников с достоверностью 4 сигма [54]. Другие достижения коллаборации Fermi включают в себя обнаружение новой структуры, известной как «пузыри Ферми» (Fermi bubbles [55]), обнаружение нового класса источников (гамма-новые [56]), установление ограничений сверху на сечение аннигиляции тёмной материи [57], полученных в результате наблюдений карликовых сферических галактик; измерение внегалактического фонового ГИ [58, 59], которое позволило поставить ограничения на светимость источников нейтрино и КЛ предельно высоких энергий ($E > 10^{18} \text{ эВ}$) [60–62], а также на модели аннигиляции [63] и распада [64, 65] тёмной материи, и ограничение на поток и спектр внегалактического фонового излучения (Extragalactic Background Light, EBL) [66]. Также, одной из главных особенностей этого эксперимента является открытая база данных, которая ещё долго будет служить источником новых важных результатов в гамма-астрономии.

Одним из самых перспективных проектов будущих орбитальных гамма-телескопов является AMEGO (All-sky Medium Energy Gamma-ray Observatory) [67] — международный проект, разрабатываемый NASA и включающий в себя 15 стран-участниц. Среди объектов изучения этого гамма-телескопа Солнце, пульсары/магнетары, гамма-всплески, АЯГ, остатки сверхновых, компактные объекты, а также тёмная материя. Диапазон энергий телескопа — от 200 кэВ до 10 ГэВ , поле зрения — 2.5 стер , максимальная эффективная площадь — 3500 см^2 .

Прибор AMEGO включает в себя конвертер-трекер, два типа калориметров, а также антисовпадательную защиту. В качестве трекера используются 60 слоёв двустороннего микрострипового кремниевого детектора. За счёт считывания сигнала с электродов, расположенных на обеих сторонах каждого стрипа, повышается пространственное разрешение детектора по сравнению, например, с подобным детектором на борту Fermi LAT. Снизу и по сторонам трекер окружён

массивом пластин трекового калориметра из кадмий-цинк-теллура, на которые нанесён тонкий слой диэлектрического материала и к которым с двух сторон прикреплены золотые контакты (катод и анод). Рядом с анодом на пластине по сторонам располагаются четыре металлических пластинки (т.н. виртуальная сетка Фриша). Пластины калориметра работают во времяпролётном режиме, что позволяет достаточно точно восстановить точку взаимодействия в трёх измерениях (в двух за счёт считывания сигнала с четырёх металлических пластинок около анода, в третьем — за счёт измерения времени пролёта частицы между катодом и анодом) [68]. Под трекером и первым калориметром располагается второй сегментированный калориметр из активированного таллием кристалла CsI. Его глубины достаточно, чтобы измерять характеристики каскадов от первичных гамма-квантов с энергиями вплоть до нескольких ГэВ. Массив вышеописанных детекторов окружает сегментированная антисовпадательная защита, представляющая собой пластиковый сцинтиллятор.

Научные задачи AMEGO включают в себя: 1) исследование компактных объектов и гамма-всплесков, вызванных ими, и объединение полученных данных с данными о гравитационных волнах от этих объектов, полученных другими телескопами, для получения многоканальной картины для этих объектов; 2) исследование свойств межзвёздной среды и процессов образования элементов в экстремальных средах (таких, как сверхновые и килоновые); 3) изучение механизмов ускорения частиц в блазарах и АЯГ; 4) мониторинг неба в гамма-диапазоне. Запуск AMEGO запланирован на 2029 г.

Ещё один международный проект космического гамма-телескопа, e-ASTROGAM [69], ставит своей задачей исследование ГИ в диапазоне энергий от 0.3 МэВ до 3 ГэВ, комбинируя комптоновскую и конверсионную методики. Минимизируя пассивный материал детектора и делая его рабочее вещество трекером, e-ASTROGAM планирует добиться беспрецедентной чувствительности в диапазоне энергий от МэВ до ГэВ, а также возможности измерения поляризации.

Главные задачи проекта — определение состава джетов АЯГ и механизмов ускорения частиц в них, установление роли магнитного поля в ускорении ультррелятивистских джетов гамма-всплесков, изучение вопросов происхождения и распространения КЛ низких энергий, а также изучение химического состава Млечного Пути. Телескоп будет работать как в режиме мониторинга неба, так и в режиме наведения.

Основным детектором телескопа будет трекер-конвертер, в котором гамма-кванты будут рождают пары и испытывать комптоновское рассеяние. Он представляет собой 56 пластин, составленных из двусторонних кремниевых стриповых детекторов. Также, телескоп будет оснащён калориметром и защитой, работающей в режиме антисовпадений и состоящей из пластикового сцинтиллятора и времяпролётной камеры. Эксперимент также сможет измерять поляризацию пер-

вичных гамма-квантов за счёт комптоновского детектора. Эффективная площадь телескопа составит 1500 см^2 , а его поле зрения — 2.5 стер. Планируемая дата запуска телескопа — 2029 г.

ГАММА-400 (Гамма-Астрономическая Многофункциональная Модульная Аппаратура) — другой международный проект орбитальной астрофизической обсерватории для исследования высокоэнергетичного гамма-излучения в космосе. Проект по большей части разрабатывается и курируется физическим институтом им. П.Н. Лебедева РАН. Детектор телескопа будет состоять из трекера-конвертера (материал — кремний и вольфрам), времяпролётной камеры, представляющей собой два сцинтиллятора, двух калориметров (трекового, состоящего из двухсторонних кремниевых стрипов, перемежающихся с кристаллами CsI, и электромагнитного, состоящего из кристаллов CsI, сигнал с которых считывается фотодиодами), сцинтилляторов сверху и снизу от них и двух латеральных детекторов по бокам, детектора нейтронов, и антисовпадательной защиты.

Одними из главных особенностей проектируемого телескопа являются большая эффективная площадь (5000 см^2) и высокое угловое (0.02 градуса при энергии $> 100 \text{ ГэВ}$) и энергетическое (1%) разрешение. Поле зрения телескопа составит 1.2 стер [70]. Комплекс научной аппаратуры, установленный на космической обсерватории ГАММА-400, предназначен для получения данных, необходимых для изучения природы тёмной материи, происхождения высокоэнергичных космических лучей, исследования космических гамма-квантов в диапазоне высоких энергий от 100 МэВ до 3 ТэВ , регистрации заряженных частиц космических лучей, а также поиска и изучения гамма-всплесков. Космическая гамма-обсерватория ГАММА-400 планируется к запуску в 2020-х [71] при помощи ракеты-носителя Протон-М и разгонного блока Бриз-М.

Другой орбитальный гамма-телескоп, концепция которого разрабатывается в НИИЯФ МГУ, — это время-проекционная камера на жидком аргоне MAST (Massive Argon Space Telescope) [72]. Детектор телескопа будет состоять из двух главных модулей: трекера, состоящего из 50 слоёв, каждого со своей считывающей аппаратурой, и калориметра, разделённого на две части катодом. Рабочим веществом обоих модулей является жидкий аргон. Также планируется оснащение детектора защитой, работающей в режиме антисовпадений. Диапазон энергий проектируемого телескопа — от 100 МэВ до 1 ТэВ . Эффективная площадь MAST будет составлять по оценкам 10^5 см^2 , его минимальное угловое разрешение — 0.004 градуса при энергии больше 100 ГэВ , а поле зрения — примерно такое же, как и у Fermi LAT, 2.4 стер. Рекомендуемая ракета-носитель для эксперимента — Falcon Heavy.

Среди возможных астрофизических задач MAST измерение параметров внегалактического фонового излучения и внегалактического магнитного поля (Extragalactic Magnetic Field или EGMF), исследование связи между гамма-

квантами и нейтрино в блазарах, наблюдение гамма-квантов от слияния нейтронных звёзд и от слияния чёрных дыр, поиск аннигиляции или распада частиц тёмной материи, а также исследование экзотических моделей распространения гамма-квантов в Метагалактике: поиск осцилляций гамма-квантов в аксионоподобные частицы в спектрах АЯГ.

1.1.2 Наземные детекторы гамма-квантов

Как было сказано в 1.1.1, гамма-кванты рождают в веществе пары, а они, в свою очередь, излучают вторичные фотоны благодаря тормозному излучению. Таким образом, в веществе возникает электронно-фотонный каскад. Количество частиц в каскаде растёт с увеличением толщи вещества, проходимой частицами каскада, удваиваясь при каждом новом поколении каскада, пока средняя энергия частиц каскада не станет равной т. н. критической энергии, при которой ионизационные потери становятся больше потерь на тормозное излучение, и тогда каскад затухает.

Расстояние, на котором энергия электрона уменьшается в e раз за счёт тормозного излучения, называется радиационной длиной и определяется следующим образом [73]:

$$X_0 = \left[4\alpha r_e^2 \frac{N_A}{A} Z^2 \ln \left(183 Z^{-1/3} \right) \right]^{-1} [\text{г см}^{-2}] \quad (1.1)$$

где $\alpha = 1/137$ — постоянная тонкой структуры, r_e — классический радиус электрона [см], N_A — число Авогадро [моль⁻¹], A — молярная масса вещества среды [г/моль], Z — его заряд. Атмосферу Земли можно рассматривать как калориметр, толщина которого состоит из примерно 27 радиационных длин. Развитие каскада в атмосфере достаточно хорошо описывается в рамках т. н. приближения В, представленного в [74]. В этом приближении можно получить толщину, при которой наблюдается максимум каскада, зная начальную энергию гамма-кванта и критическую энергию [75]:

$$x_{max} = X_0 \log (E_\gamma / E_c) \quad (1.2)$$

Вводя безразмерные параметры толщины $t = X/X_0$ и энергии $y = \ln(E_\gamma/E_c)$, можно получить следующую важную характеристику, называемую возрастом каскада:

$$s = \frac{3}{1 + 2y/t} \quad (1.3)$$

Так, малые значения s соответствуют началу каскада, а $s = 1$ означает достижение критической энергии, т. е. начало затухания каскада. Грейзен [76]

оценил среднее число электронов на толщине t и на толщине t_{max} следующим образом:

$$\overline{N}_e(t) = \frac{0.31}{\sqrt{y}} \exp \left[t \left(1 - \frac{3}{2} \ln s \right) \right] \quad (1.4)$$

$$\overline{N}_e(t_{max}) = \frac{0.31}{\sqrt{y}} \left(\frac{E_\gamma}{E_c} \right) \quad (1.5)$$

Таким образом, зная полное число частиц в максимуме и глубину каскада, можно определить энергию первичной частицы. Именно на этом методе основана работа калориметров. Типичный профиль каскада для разных энергий первичного гамма-кванта показан на рис. 1.1.

Любая вторичная заряженная частица каскада способна производить излучение Вавилова-Черенкова (черенковский свет, ЧС), если её фазовая скорость больше скорости света в этой среде ($v/c > n$). Частица продолжает непрерывно излучать ЧС в направлении конуса с углом θ_c к траектории частицы, пока её скорость не станет ниже пороговой. При этом угол раствора конуса зависит от коэффициента преломления среды $n(z)$, который меняется в зависимости от высоты z (он тем меньше, чем выше образовалось излучение):

$$\theta_c(z) = \cos^{-1} \left(\frac{1}{\beta n(z)} \right) \quad (1.6)$$

Зависимость трёх важных характеристик ЧС (пороговая энергия, при которой электроны могут излучать ЧС, его интенсивность и угол раствора конуса) от пройденной толщи вещества (и высоты над уровнем моря) представлена на рис. 1.2.

Из-за изменения угла раствора черенковского конуса с высотой, на поверхности земли ЧС от одной частицы будет оставлять след кольца или овала с размытыми границами. Дополнительное размытие границ кольца происходит также за счёт многократного кулоновского рассеяния частиц каскада, угловое распределение которого имеет экспоненциальный характер и пик при небольших углах рассеяния. Итоговое изображение на уровне земли представляет собой кольцо из окружностей или овалов с размытыми границами, по которому можно восстановить направление первичного гамма-кванта.

При применении черенковской методики важно отделять гамма-сигнал от событий от каскадов, порождённых КЛ. В случае последних, помимо электронно-фотонных ливней возникают также адронные ливни, в которых появляются пионы с достаточно большим поперечным импульсом. Нейтральные пионы распадаются на два гамма-кванта, давая начало новым электронно-фотонным ливням, а заряженные пионы распадаются на мюоны и нейтрино, которые способны пройти достаточно большую толщу вещества до взаимодействия. Таким образом, адронные события также будут давать черенковские кольца на поверхности Земли от

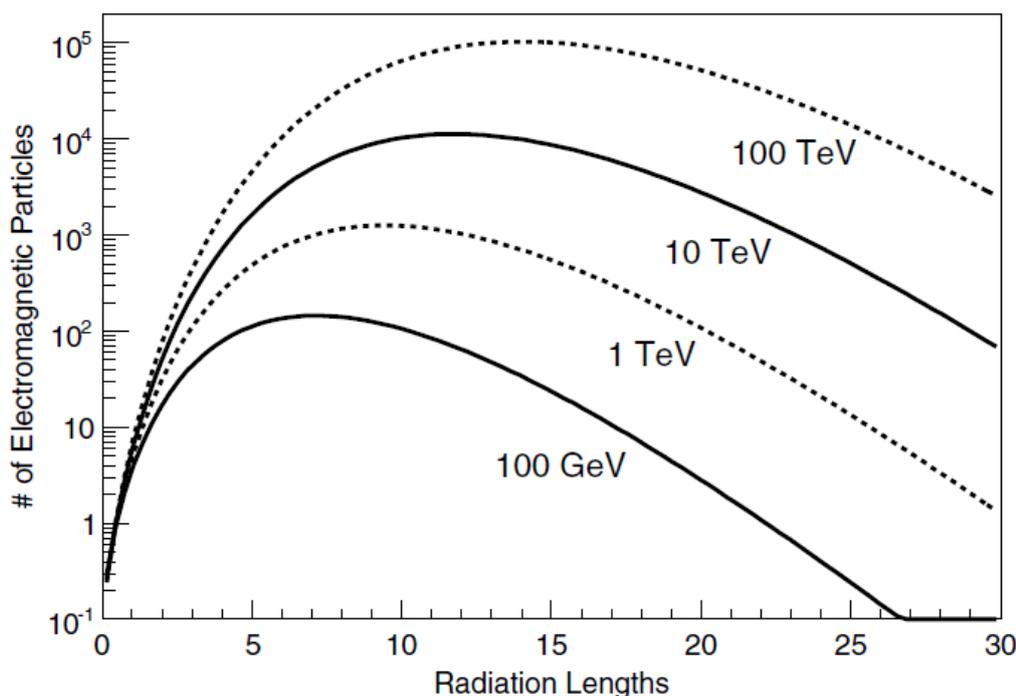


Рисунок 1.1: Профиль развития каскада в широком атмосферном ливне для нескольких энергий первичного гамма-кванта. По оси абсцисс отложена толщина вещества земной атмосферы, измеряемая в радиационных единицах. По оси ординат отложено число частиц ливня. Рисунок взят из [75].

ЧС электронов и мюонов, которые появляются по мере развития каскада, однако, изображения от таких событий будут несколько отличаться от гамма-событий.

Например, изображения от гамма-событий имеют компактную эллиптическую форму, а главная ось эллипса представляет собой ось ливня в проекции на плоскость изображения. В то же время изображение от адронных событий будет иметь несколько пересекающихся или отстоящих друг от друга черенковских колец, имеющих меньшую интенсивность, чем у черенковского кольца от гамма-события (см. рис. 1.3). Отделение гамма-событий от адронных происходит на основе выделения определённых характеристик у черенковских эллипсов на изображении (т. н. параметры Хилласа) и накладывания ограничений на эти параметры.

Наземные гамма-телескопы способны наблюдать как постоянные, так и переменные, а также транзиентные источники (например, гамма-всплески [77]). Существует два типа наземных гамма-телескопов: детекторы частиц, которые напрямую регистрируют частицы из хвостов электронно-фотонных ливней, и атмосферные черенковские телескопы, регистрирующие события от каскадов, которые уже закончили своё развитие в атмосфере, по черенковскому свету электронов этих каскадов. Детекторы первого типа обычно устанавливают на достаточно большой высоте, чтобы собрать больше заряженных частиц, и у этих детекторов выше порог по энергии и хуже эффективность отделения полезных

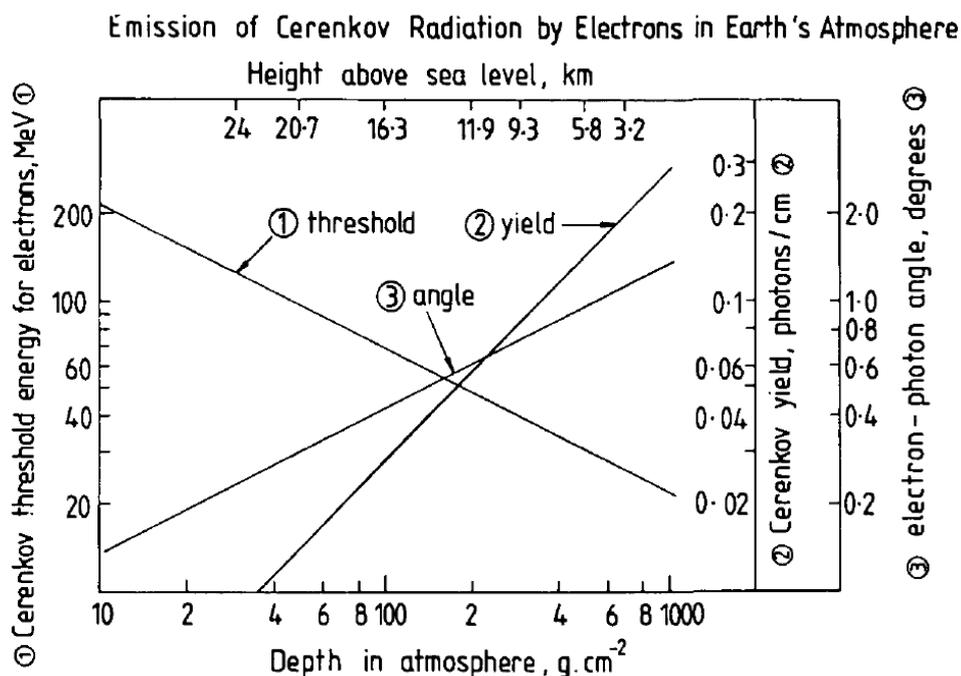


Рисунок 1.2: Изменение ряда параметров черенковского света в зависимости от увеличения толщины, проходимой этим излучением в Земной атмосфере. Цифрой 1 обозначена прямая, демонстрирующая изменение пороговой энергии электронов, испускающих черенковский свет; цифрой 2 — изменение интенсивности излучения, цифрой 3 — величина угла излучения. Для электромагнитных каскадов участок пройденной в атмосфере толщи вещества от 100 до 400 г см⁻² является наиболее важным. Рисунок взят из [48].

гамма-событий от фоновых адронных. Примерами таких детекторов являются детекторы телескопов MILAGRO и его последователя HAWC. Детекторы второго типа используют идею «атмосферы-калориметра» и получают изображение черенковских эллипсов от электронов каскада. Эти детекторы характеризуются относительно маленьким полем зрения, большой эффективной площадью и высокой эффективностью отделения сигнала от фона. Также, атмосферные черенковские телескопы работают эффективнее всего в безлунные ночи. Примеры таких детекторов — H.E.S.S., MAGIC, VERITAS.

Атмосферные черенковские телескопы принято делить на поколения, поэтому в последующих подразделах будут описаны основные атмосферные черенковские телескопы трёх поколений, проекты черенковских телескопов, а также отдельно будут описаны детекторы частиц. Для всех описываемых телескопов будет вкратце рассказано об их конструкции, характеристиках, научных задачах и основных успехах.

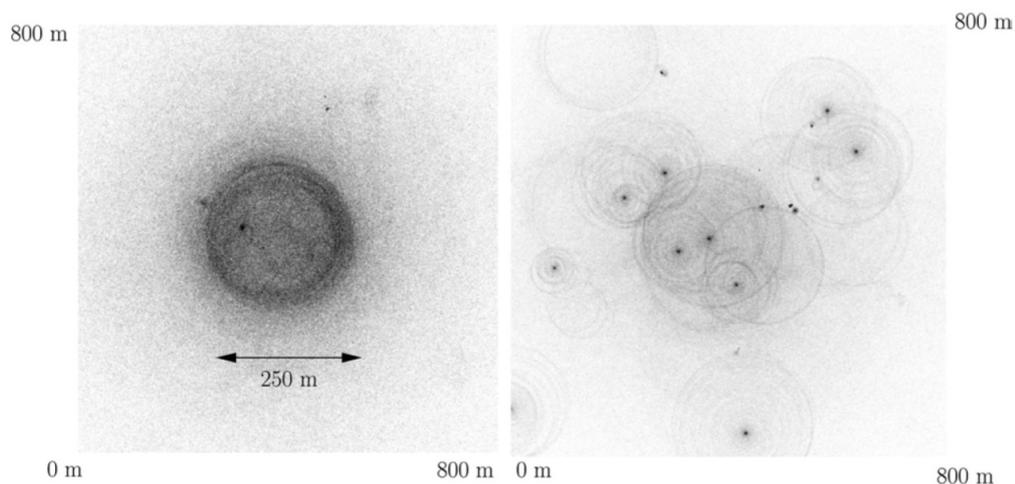


Рисунок 1.3: Моделирование (методом Монте-Карло) распределения ЧС на поверхности земли от первичного гамма-кванта с энергией 300 ГэВ (левый рисунок) и от первичного протона с энергией 1 ТэВ. Рисунок взят из [75].

1.1.2.1 Первое поколение

Впервые ЧС, вызванный взаимодействием КЛ с атмосферой, был экспериментально зарегистрирован в воде в 1952 г. Дж. Джелли обнаружил его случайно, исследуя вопрос о достаточном количестве фосфора, которое нужно растворить в воде, чтобы сделать жидкий сцинтиллятор. После этого П. Блэкетт предположил, что ЧС от КЛ можно также наблюдать и в воздухе, что натолкнуло Дж. Джелли и В. Гэлбрайта на первые наблюдения Широких ШАЛ черенковской методикой [78]. Примерно в то же время черенковская методика была впервые применена в СССР А. Чудаковым и Н. Нестеровой [79].

Первым масштабным применением черенковской техники для поиска первичных гамма-событий считается обсерватория Whipple (ранее — Mount Hopkins), строительство которой началось в 1966 г. [80]. Проект, изначально создававшийся для регистрации космического ГИ по черенковской методике, курировал Т. Уикс, а спонсировала его Смитсоновская Астрономическая Обсерватория. Уже через два года телескоп, представлявший собой сегментированное зеркало с диаметром 10 м, начал собирать данные. Задачей телескопа была регистрация отдельного гамма-сигнала от определённых космических источников. Для этого телескоп снабдили двумя фотоэлектронными умножителями (ФЭУ), один из которых был нацелен на исследуемый источник, а другой — на другое произвольное направление. Таким образом, можно было одновременно набрать как общий сигнал (фон + полезный), так и отдельно фон, для того, чтобы потом вычесть его из общего и получить чистый полезный сигнал.

В качестве источника была выбрана крабовидная туманность (КТ), находящаяся на расстоянии примерно двух килопарсек от Земли и представляющая собой остаток сверхновой, зарегистрированной в 1054 г. Выбран этот объект был

потому, что Дж. Коккони оценил для него возможный поток ГИ, вызванного распадом пи-ноль-мезонов и обратным комптоновским рассеянием релятивистских электронов, которые являются вторичными частицами, рождёнными во взаимодействиях высокоэнергичных протонов космических лучей с фотонными полями. Этот поток оказался переоценённым в 1000 раз, однако, эта ошибка позволила ранним исследователям гамма-астрономии выбрать надёжный источник для наблюдения, который впоследствии даже стал единицей измерения интенсивности для рентгеновского и гамма-диапазона.

Так, в 1972 г. Уиксом были опубликованы первые результаты наблюдений, в которых отмечался гамма-сигнал в ТэВ-ной области с достоверностью 3σ от КТ [81]. Однако, число фоновых событий было слишком большим, в 320 раз превышая поток гамма-квантов от туманности. Было ясно, что телескоп требует улучшений. Но даже несмотря на дальнейшие улучшения телескопа (дополнительные ФЭУ, расположенные под углом к оси электронно-фотонного ливня) и проведённый в последующие годы тщательный мониторинг неба телескопом в поисках спонтанных источников ГИ, Whipple не принёс новых значимых открытий. В 1976 г. Смитсоновская Астрономическая Обсерватория прекратила его финансирование [53].

Помимо обсерватории Whipple исследование КТ в гамма-диапазоне также проводилось в Великобритании — в Организации по исследованию атомной энергии (А.Е.Р.Е.) в Харвелле [82], в Ирландии — на нескольких независимых станциях к югу от Дублина. Дублинской группе удалось первой зарегистрировать гамма-сигнал от КТ в 1966—1967 гг, однако, статистическая значимость полученного сигнала была слишком низкой, меньше 3σ [83]. В СССР с 1969 г. в Крымской астрофизической обсерватории (КрАО) проводились наблюдения КТ и других источников космического ГИ [84].

Все вышеупомянутые телескопы не могли сами поворачиваться в сторону объекта. Тем не менее, с помощью них были установлены первые ограничения сверху на величину потока ГИ, а также сформирован список потенциальных гамма-источников для наблюдения на более совершенных телескопах.

Дальнейшие направления развития наземных черенковских телескопов были обозначены Т. Уиксом и К. Тёрвером на встрече Королевского астрономического общества в 1981 г. [85]. Там двое учёных представили идеи второго поколения черенковских телескопов, которое представляло собой телескоп, имеющий матрицу из 37 ФЭУ, расположенных в фокальной плоскости. Такая матрица позволила бы формировать грубое изображение каждой вспышки. При этом ставилась задача отбрасывания тех изображений, оси которых не совпадали бы с направлением на источник. Помимо этого, выдвигались идеи детекторов, которые бы представляли собой группы из четырёх 10-15-метровых матричных телескопов, дающих стереоскопическое изображение электронно-фотонного ливня.

Именно такая программа последующих поколений и была реализована в области черенковских детекторов в последующие 30 лет.

1.1.2.2 Второе поколение

В 1981г началось обновление Whipple до телескопа второго поколения: установка в нём дополнительных ФЭУ. Теперь по числу фотонов на изображении, получаемом матрицей из ФЭУ, можно было оценить энергию первичной гамма-частицы, а ориентация изображения позволяла восстановить направление её прихода. Разные формы изображений от адронного и гамма-события позволяли дифференцировать их на этапе анализа с помощью параметров Хилласа [86] (однако, эта методика также отсекала примерно треть полезных событий). Таким образом, был снижен уровень фонового шума от космических лучей, на порядки превосходящий поток первичного ГИ. Все эти усовершенствования позволили телескопу получить улучшенный результат — регистрацию гамма-сигнала с энергией выше 0.7 ТэВ от КТ с достоверностью 9σ . Это привлекло научный интерес и финансирование (на этот раз от департамента энергетики США), благодаря которому в 1988 г. удалось установить улучшенную матрицу и уже в 1991 г. повторить результат с беспрецедентной достоверностью в 45σ [87]. Наряду с Whipple наблюдения также велись в КрАО телескопом второго поколения ГТ-48. Этот комплекс состоял из 12 черенковских телескопов и начал свою работу в 1989 г. [88].

Однако главным телескопом второго поколения можно по праву считать телескоп HEGRA (High Energy Gamma-Ray Astronomy) — совместный проект Германии, Армении и Испании [89]. Телескоп располагался на высоте 2200 м над уровнем моря, в обсерватории Observatorio del Roque de los Muchachos на острове Ла-Пальма (Канарские острова). HEGRA состояла из пяти телескопов, расположенных в углах квадрата стороной 100 м и в его центре. Каждый телескоп имел зеркало площадью 8.5 м^2 и камеру, состоящую из 271 пикселя-ФЭУ. Поле зрения HEGRA составляло около 4.5 градусов. Такие параметры позволяли обсерватории HEGRA регистрировать ГИ в диапазоне энергий первичных частиц выше 1 ТэВ, достигать углового разрешения около 0.1 градуса и энергетического разрешения около 15% [83].

Главные научные результаты телескопа HEGRA включают в себя более точное измерение интенсивности ГИ от КТ в диапазоне энергий от 0.5 до 80 ТэВ [90] и регистрация ТэВного ГИ от ряда внегалактических источников [91].

Помимо телескопов с матрицами из ФЭУ разрабатывался также и другой тип телескопов, который позволял измерять разницу во времени между достижением ЧС разных детекторов телескопа. Телескоп такого типа обычно представлял собой массив детекторов, каждый из которых состоял из одного зеркала и одного ФЭУ. Точное измерение времени черенковского сигнала в каждом из детекто-

ров давало возможность определить направление сигнала, а неоднородность импульсов в них помогала идентифицировать и исключить адронные события. Такой вид телескопов использовался в экспериментах THEMISTOCLE (Франция, 1990 — 1992 гг) [92] и РАСТ (Индия, 2000 — 2012) [93]. Первый состоял из 18 телескопов, расположенных на плоскости площадью 180 м на 190 м и имел порог энергии 3 ТэВ и точность измерения времени $< 10^{-9}$ с. Он зарегистрировал КТ с достоверностью 6σ , однако, для этого потребовалось наблюдение источника в течение 162 часов, что было большим периодом времени по сравнению с другими телескопами. Второй эксперимент использовал 24 телескопа, содержащих по 7 зеркал в каждом и расположенных на площади 80 м на 100 м и имел энергетический порог 0.9 ТэВ и точность измерения времени 0.25 нс. РАСТ удалось добиться достоверности 18σ за 49 часов наблюдения КТ — результат, сравнимый с Whipple.

Также наряду с телескопами второго поколения использовались переоборудованные солнечные фермы [53]. Такие телескопы представляли собой большие массивы гелиостатных зеркал (с общей площадью, достигающей десятков тысяч м^2), которые направляли солнечный свет в одну точку. Если переоборудовать эти телескопы так, чтобы свет от каждого зеркала был направлен на свой собственный ФЭУ и направив на нужные галактические и внегалактические источники, то их можно было использовать ночью в качестве описанных выше черенковских телескопов, измеряющих время прихода сигнала. Три такие фермы работали в качестве черенковских детекторов в период с 2001 по 2007 г: SOLAR-2 (Калифорния, США), STACEE (Нью-Мексико, США) и CELESTE (Франция). Главным преимуществом подобных телескопов был значительно уменьшенный по сравнению с другими типами черенковских телескопов порог энергии: вплоть до 50 ГэВ (CELESTE). Это также означало меньший фон от адронных событий, поскольку на маленьких энергиях большая часть энергии каскадных пионов передавалась мюонам и нейтрино по сравнению с ЧС. Главным недостатком таких телескопов была маленькая точность измерения времени. Их использование прекратилось в 2007 г, когда телескопы третьего поколения обновились до стереоскопических систем, превосходивших солнечные фермы практически по всем характеристикам.

Всего гамма-телескопами второго поколения было зарегистрировано около 10 источников ГИ [83]. Среди выдающихся результатов, полученных с помощью телескопов второго поколения, следует отметить обнаружение ТэВ-ного излучения блазаров Markarian 501 и Markarian 421 [91, 94, 95].

1.1.2.3 Третье поколение

Коллаборации первых черенковских гамма-телескопов третьего поколения, начавших свою работу в 2000-х, были развиты на основе уже существующих коллабораций. Так, H.E.S.S. (High Energy Stereoscopic System) [35] и MAGIC

(Major Atmospheric Gamma Imaging Cherenkov) [36] образовались из двух частей коллаборации HEGRA, коллаборация VERITAS (Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System) [37] образовалась на основе Whipple, а также появилась новая коллаборация, представляющая телескоп CANGAROO (Collaboration of Australia and Nippon for a GammaRay Observatory in the Outback, совместный проект Японии и Австралии [96]), а позже — его значительно более эффективную модификацию CANGAROO II [97]. H.E.S.S. и MAGIC серьёзно отличались друг от друга по поставленным научным задачам. Так, первый эксперимент был неким продолжением HEGRA, взяв от него идею большого поля зрения для регистрации большего количества ливней, а также поставив своей целью улучшение методики сканирования, чтобы можно было регистрировать также сигналы от протяжённых источников (например, от массивных звёздных скоплений). Целью же MAGIC было, в первую очередь, понижение энергетического порога регистрации до 20 ГэВ, чтобы диапазон регистрируемых энергий пересекался с таковым для орбитальных гамма-телескопов. Другой целью этого эксперимента было изучение точечных источников. Телескопы MAGIC (Observatorio del Roque de los Muchachos, Ла-Пальма, Канарские острова) и VERITAS (Fred Lawrence Whipple Observatory, Аризона) расположены в Северном полушарии, а H.E.S.S. (плато Khomas Highland, Намибия) и CANGAROO (Вумера, Австралия) — в Южном.

Изначально H.E.S.S. и VERITAS состояли из 4 телескопов с зеркалами диаметром 10 — 12 м, а MAGIC представлял собой одиночный телескоп с диаметром зеркала 17 м. Однако, впоследствии произошло серьёзное обновление и усовершенствование этих телескопов. Так, в 2009 г. был построен телескоп MAGIC II [98], что дало обсерватории MAGIC возможность проводить стереоскопические исследования, понизило пороговую энергию наблюдений до 50 ГэВ и улучшило чувствительность [36]. В 2012 г. был построен телескоп H.E.S.S. II с диаметром зеркала 28 м, который понизил пороговую энергию телескопа до 20 — 30 ГэВ [99].

Главные научные результаты, полученные телескопом MAGIC, включают регистрацию гамма-квантов с энергией до 1.5 ТэВ от КТ [100], наблюдение сигнала от далёких источников (с красными смещениями 0.43, 0.54) вкупе со слабым поглощением ТэВ-ных гамма-квантов, которое позволило уменьшить оценку внегалактического фонового света от ранней Вселенной, регистрация ГИ в диапазоне от 40 до 250 ГэВ от блазара с красным смещением 0.94 [101], наблюдение ГИ в диапазоне 0.2 — 1 ТэВ от длинного гамма-всплеска [77] и анализ его спектра вместе с данными в других энергетических диапазонах, полученными от гамма-, рентгеновских и радиотелескопов [102], а также более подробное изучение объектов Markarian 421 и Markarian 501 [53].

Эксперимент H.E.S.S. за всё время работы зарегистрировал 95 источников, больше половины из них — на низких галактических широтах. Также среди

этих источников было и 4 протяжённых, которые представляли собой оболочки остатков сверхновых [103]. Изучение этих источников также дало новый виток в изучении ускорения элементарных частиц в космосе. Помимо этого, экспериментом в 2006 г. наблюдалась полная эволюция гамма-вспышки от блазара PKS 2155-304 с шагом в одну минуту, анализ которой позволил поставить ограничение сверху на переменчивость скорости фотонов от этого блазара в зависимости от их энергии [53]. Среди более современных результатов H.E.S.S. регистрация ГИ с энергиями выше 700 ГэВ от КТ и оценка протяжённости этого источника в гамма-диапазоне [104], а также детектирование ГИ (100 — 440 ГэВ) от гамма-всплеска [105].

На счету VERITAS 63 зарегистрированных источника, половина из которых — блазары. Среди зарегистрированных источников — центральная область эллиптической галактики M87 (известной впоследствии тем, что сверхмассивная чёрная дыра в её центре была впервые «сфотографирована»), переменность гамма-излучения от которой была зарегистрирована на масштабе времени 1 день [106]. Среди прочих заслуг телескопа первое наблюдение ГИ от галактики со вспышкой звездообразования (M82), регистрация гамма-сигнала с энергией 250 ГэВ от КТ [107] и гамма-сигнала от остатка сверхновой Tycho, спектр которого (измеренный в области энергий > 1 ТэВ [108]) хорошо совмещается со спектром, измеренным Fermi LAT в области энергий < 100 ГэВ [109], и детектирование ГИ от далёких блазаров (с красным смещением вплоть до 0.94) [110].

Несмотря на то, что было построено 4 телескопа CANGAROO, первый пришлось исключить из общей стереоскопической картины, поскольку его наблюдения плохо согласовывались с остальными тремя. Это сделало его неспособным конкурировать с H.E.S.S., а из-за дальнейших проблем, включающих в себя ухудшение состояния зеркал и закрытие части исследовательского комплекса в Вумере, было принято решение завершить работу телескопа в 2011 г. За время своей работы он зарегистрировал несколько источников в гамма-диапазоне (ещё до применения стереоскопического метода), в том числе сверхновую SN1006 и остаток сверхновой RX J1713.7-3946 (они были зарегистрированы как протяжённые источники) [53].

1.1.2.4 Детекторы частиц

Одним из первых успешных детекторов частиц является установка MILAGRO [39], представлявшая собой бассейн с водой площадью в 4000 м², находившийся на высоте 2630 м над уровнем моря. В воде была установлена сетка из 450 ФЭУ, направленных вверх и регистрировавших черенковский свет, который испускали частицы ШАЛ, проходившие через толщу воды. На глубине 6 м находился второй слой из 273 ФЭУ, сигнал от которого сравнивался с сигналом от верхнего слоя ФЭУ для того, чтобы отсеять адронные события (в нижнем

слое доля мюонов по отношению к электронам была заметно выше, что меняло картину ЧС). Проработав с 2003 по 2007 гг., телескоп MILAGRO зарегистрировал КТ со статистической значимостью 15σ , объект Markarian 421, а также два протяжённых источника MGRO J2019+37 и MGRO J2031+41.

Одним из основных работающих на данный момент детекторов частиц является HAWC (High Altitude Water Cherenkov experiment), расположенный недалеко от вулкана Сьерра Негра (Мексика) на плато на высоте 4100 м над уровнем моря и начавший свою работу в 2014 г. Эксперимент построен на базе предыдущего телескопа такого же типа MILAGRO и состоит из 300 металлических баков, наполненных водой и стоящих вместе так, что общая площадь массива детекторов занимает 22000 м^2 . В глубине баков расположены ФЭУ, которые регистрируют ЧС в воде. Восстановление направления первичной частицы производится благодаря измерению временной задержки, связанной с тем, что фронт ливня не параллелен поверхности детектора. Время, которое требуется свету, чтобы добраться до ФЭУ в разных баках, используется для определения направления первичной частицы. На этапе анализа проводится классификация событий и отбрасываются события, вызванные первичными адронами. Однако, из-за неточностей классификации теряется примерно 50% событий, вызванных ГИ.

Эксперимент регистрирует ГИ в диапазоне энергий от 100 ГэВ до 100 ТэВ, имеет поле зрения около 2 стер и максимальную эффективную площадь после классификации адронных и гамма-событий около 30000 м^2 (при энергии 100 ГэВ она падает до 100 м^2) [111].

Первые результаты эксперимента HAWC были опубликованы в 2017 г. и включали в себя измерение спектра космических лучей и регистрацию 39 источников ГИ, половина из которых были новыми [40]. Помимо этого, на основе данных телескопа коллаборация HAWC смогла модельно оценить вклад позитронов от пульсаров Геминга и B0656+14 в спектр КЛ, который по спектру и порядку величины совпал с данными наблюдений других экспериментов (PAMELA, AMS-02) [112], построить карту гамма-излучения из области вокруг микроквазара SS 433 [113], измерить анизотропию направления прихода КЛ [111], а также поставить новые ограничения на сечение аннигиляции и время жизни частиц тёмной материи [114].

Говоря об детекторах частиц, также следует упомянуть установку Ковёр, являющуюся частью Баксанской нейтринной обсерватории и представляющую собой «ковёр» из 400 жидкостных сцинтилляторов, распределённых по площади 200 м^2 , шести дополнительных детекторов для определения направления прихода ливней, а также мюонного детектора. Данный комплекс детекторов регистрирует энерговыделение от адронов и мюонов ШАЛ. События от первичных гамма-

квантов отделяются от адронных событий путём анализа числа протонов и мюонов [115].

Основной заслугой данной установки является первая регистрация вспышки гамма-излучения с энергией больше 100 ТэВ от КТ в 1989 г. [116]. Позднее этот результат был подтверждён установками «Коллар Голд Филдс» в Индии и «EAS-TOР» в Гран Сассо (Италия). В данный момент установка расширяется до эффективной площади 400 м² с возможностью увеличения эффективной площади до 600 м² в будущем. Эксперимент будет наиболее чувствительным к гамма-квантам с энергиями 100 ТэВ — 1 ПэВ [115].

1.1.2.5 Перспективы развития черенковских детекторов

Перспективы развития черенковской гамма-астрономии не предполагают сильного изменения уже существующих методик регистрации ГИ, а заключаются, в основном, в увеличении чувствительности телескопов и улучшении их ключевых характеристик (регистрируемого диапазона энергии, эффективной площади, поля зрения, энергетического и углового разрешения и т.п.).

Одним из наиболее перспективных проектов телескопов в настоящее время является международный (с 32 странами-участницами) проект Cherenkov Telescope Array (СТА). СТА будет регистрировать ГИ в двух гамма-обсерваториях в южном (в пустыне Атакама, Чили) и в северном полушарии (на о. Ла-Пальма, Канарские острова, Испания). Каждая обсерватория будет включать в себя телескопы трёх типов: большой (диаметр зеркала 23 м, беспрецедентная чувствительность в диапазоне 20 — 150 ТэВ, поле зрения около 4.5 град.), средний (диаметр зеркала 12 м, беспрецедентная чувствительность в диапазоне 0.15—5 ТэВ, поле зрения около 7 град.) и малый (диаметр зеркала 4 м, беспрецедентная чувствительность в диапазоне 5—300 ТэВ, поле зрения около 10 град.). Южная обсерватория будет состоять из 25 средних и 70 малых телескопов, размещённых на площади около 4 км². Северная обсерватория, которая будет состоять из 4 больших и 15 средних телескопов, будет размещена на площади около 0.8 км² [117]. На данный момент большой телескоп северной обсерватории уже работает и регистрирует ЧС от различных источников [118].

Эксперимент СТА планирует исследовать практически все известные типы галактических и внегалактических источников, а его научная программа [119] включает в себя изучение:

- 1) источников и механизмов ускорения высокоэнергичных частиц во Вселенной и их роли в формировании и эволюции звёзд и галактик;
- 2) астрофизики релятивистских джетов АЯГ, галактического ветра и сверхновых;
- 3) эволюции внегалактического магнитного поля в войдах крупномасштабной структуры Вселенной (подробнее об этом см. следующую главу);

- 4) природы и распределения тёмной материи;
- 5) экзотических процессов и частиц (нарушение Лоренц-инвариантности, поиск аксионоподобных частиц).

Помимо СТА в данный момент ведётся работа над проектом другого черенковского телескопа — MACE. Это проект черенковского телескопа с зеркалом 21 м и 1088 пикселями ФЭУ, который будет расположен на высоте 4270 м на площадке Гималайской гамма-обсерватории в Ханле (Ладакх, Индия) [120]. Поле зрения будущего телескопа оценивается в 4° , а его пороговая энергия — в 20 ГэВ [70]. Также, в будущем планируется установка второго телескопа с аналогичными характеристиками для создания стереоскопической гамма-обсерватории [83].

Другим гамма-телескопом нового поколения является эксперимент LHAASO (Large High Altitude Air Shower Observatory) [41], расположенный на высоте 4300 м на горе Хайдзи в провинции Сычуань (Китай). Эксперимент представляет собой гибридный телескоп, объединяющий массив детекторов электронов площадью 1 км^2 (состоящий из пластиковых сцинтилляторов, свинцовых пластин и ФЭУ), массив подземных водных черенковских телескопов, занимающих ту же площадь и регистрирующих мюоны (это водные баки с ФЭУ внутри), компактный массив наземных водных черенковских детекторов с площадью 78000 м^2 и 12 черенковских телескопов с широким полем зрения. Отделение фона адронных событий от полезного гамма-сигнала производится в процессе сравнения числа зарегистрированных гибридным детектором мюонов и электронов. Эксперимент планирует регистрировать гамма-кванты с энергиями от 0.1 до 1000 ТэВ, его поле зрения будет составлять примерно 2 стера (для детектора частиц).

В число научных задач эксперимента из области гамма-астрономии входит мониторинг неба Северного полушария, наблюдение вспышек АЯГ, высокоэнергетической части спектров ТэВных источников гамма-квантов, построение карты галактического диффузного ГИ, измерение изотропного диффузного потока ГИ сверхвысоких энергий от распада/аннигиляции тёмной материи и взаимодействий КЛ ПВЭ с реликтовым излучением, а также проверка экзотических моделей распространения гамма-квантов в Метагалактике (аксионоподобные частицы, Лоренц-инвариантность).

Монтаж комплекса LHAASO ещё не завершён, однако, один из его детекторов начал собирать данные в конце 2019 г. Первые результаты эксперимента включают в себя регистрацию гамма-излучения от 12 разных источников (включая КТ) в диапазоне энергий от 100 ТэВ до 1.4 ПэВ со статистической значимостью $> 7\sigma$ [121].

В России также разрабатываются проекты атмосферных черенковских телескопов (Imaging Atmospheric Cherenkov Telescopes, IACT), способных регистрировать гамма-кванты очень высоких энергий. Одним из таких проектов является

эксперимент TAIGA (Tunka Advanced Instrument for cosmic rays and Gamma Astronomy) [122], расположенный в Тункинской долине и представляющий собой продолжение предыдущей серии экспериментов Tunka, целью которых было изучение КЛ сверхвысоких энергий. Научный комплекс эксперимента TAIGA будет состоять из трёх IACT, а также массива из 120 широкоугольных временных черенковских детекторов TAIGA-HiSCORE, которые смогут более точно определять параметры ШАЛ: направление оси ливня, его энергию и положение максимума, в то время как главной задачей IACT будет отделение полезных гамма-событий от фоновых адронных. Поскольку в таком случае не нужно регистрировать сигнал сразу несколькими IACT, то становится возможным увеличить расстояние между телескопами IACT до 600-1000 м и использовать отдельные IACT для регистрации ливней.

Эксперимент TAIGA будет регистрировать гамма-излучение внегалактических источников в диапазоне энергий от нескольких ТэВ до нескольких ПэВ и космические лучи в диапазоне от 100 ТэВ до нескольких ЭэВ, а также в его научные задачи входит поиск аксионоподобных частиц, нарушений Лоренц-инвариантности и других экзотических процессов [123]. Эффективная площадь эксперимента будет составлять 1 км², а поле зрения камер IACT будет равно 9.6 градуса [124]. Завершение монтажа экспериментальной установки планируется в 2021 г. На будущих этапах эксперимента планируется дальнейшее увеличение числа временных детекторов и IACT.

1.2 Источники внегалактического гамма-излучения

Основными источниками внегалактического гамма-излучения являются АЯГ. Как правило, АЯГ представляют собой сверхмассивную (с массой больше 10⁶ масс Солнца) чёрную дыру, окружённую газом-пылевым тором, вещество из которого аккрецируется (выпадает) на чёрную дыру. Область, в которой происходит аккреция, называется аккреционным диском. Определённые типы АЯГ (примерно 10% от их общего числа) также имеют релятивистские узконаправленные выбросы энергии (джеты), которые излучаются из полюсов чёрной дыры.

Ещё одной важной частью структуры некоторых типов АЯГ являются области широких линий (Broad Line Region, BLR) и узких линий (Narrow Line Region, NLR). Это слои газа, которые находятся достаточно близко (типичный радиус BLR - 10¹⁷ — 10¹⁸ см) к чёрной дыре, нагреваясь от излучения аккреционного диска, вращаются вокруг неё, и за счёт своего движения создают для стороннего наблюдателя эмиссионные линии, уширенные за счёт эффекта Доплера. Та часть газа, которая вращается ближе к чёрной дыре, движется быстрее (со скоростями около нескольких тысяч км/с) и создаёт широкие линии, а та часть, которая нахо-

дится дальше — движется медленнее и создаёт узкие линии. Газово-пылевой тор может заслонять эмиссионные линии от этих областей, что приводит, например, к разделению сейфертовых галактик на два типа.

В основном, АЯГ излучают фотоны в широком диапазоне энергий: от радиодиапазона до ГИ очень высоких энергий. Другие отличительные черты этих объектов — очень большие болометрические (суммарные по всем диапазонам энергий) светимости, достигающие $L_{\text{бол}} \approx 10^{48} [\text{эрг с}^{-1}]$ для самых ярких источников, и компактные размеры излучающей области.

АЯГ подразделяются на множество классов в зависимости от их ориентации по отношению к наблюдателю, скорости аккреции вещества на центральную чёрную дыру, наличия или отсутствия джета, а также от свойств галактики, содержащей АЯГ, и её окружающей среды. Подробная классификация большинства типов АЯГ дана в [125], а также представлена на рис. 1.4. Ориентация АЯГ важна, поскольку при определённых вариантах ориентации некоторые структурные части АЯГ оказываются не видны (например, если наблюдатель смотрит напрямую на джет, то светимость объекта для него будет значительно выше, чем для наблюдателя, расположенного под каким-либо значительным углом к оси джета). Наличие джета важно, поскольку от него зависит светимость и вид спектра источника во многих диапазонах энергии, особенно, в радиодиапазоне (по этой причине данная классификация раньше носила название «radio loud sources - radio quiet sources», то есть источники с сильным и слабым радиоизлучением) [125]. Скорость аккреции вещества на чёрную дыру важна, поскольку от неё зависит светимость объекта: если эта скорость большая (механизм Шакуры-Сюняева [126]), то достаточно большая часть энергии переходит в излучение, и тогда светимость объекта составляет достаточно большую долю его эддингтоновской светимости (максимальной светимости, при которой давления радиационного давления в объекте ещё не достаточно, чтобы вытолкнуть аккрецирующееся на объект вещество). Если же эта скорость маленькая (такой механизм аккреции описывается в работах [127, 128]), то малая часть энергии переходит в излучение, и светимость объекта будет меньше.

Из всех возможных классов АЯГ наиболее яркими источниками в гамма-диапазоне являются блазары, отличающиеся от остальных классов АЯГ тем, что они имеют джеты, направленные в сторону наблюдателя. Из-за поступательного движения т. н. блоков (изолированных областей плазмы) внутри джетов излучение от блазаров сдвигается на большие частоты за счёт эффекта Доплера, из-за чего их болометрическая светимость растёт.

По характеристикам оптической части спектра (наличию или отсутствию широких эмиссионных линий) блазары делятся на два класса: лацертиды (BL-Lacs) и радиоквазары с плоским спектром (FSRQ) [130]. Типичное спектральное распределение энергии блазаров имеет характерную двугорбую структуру. Первый

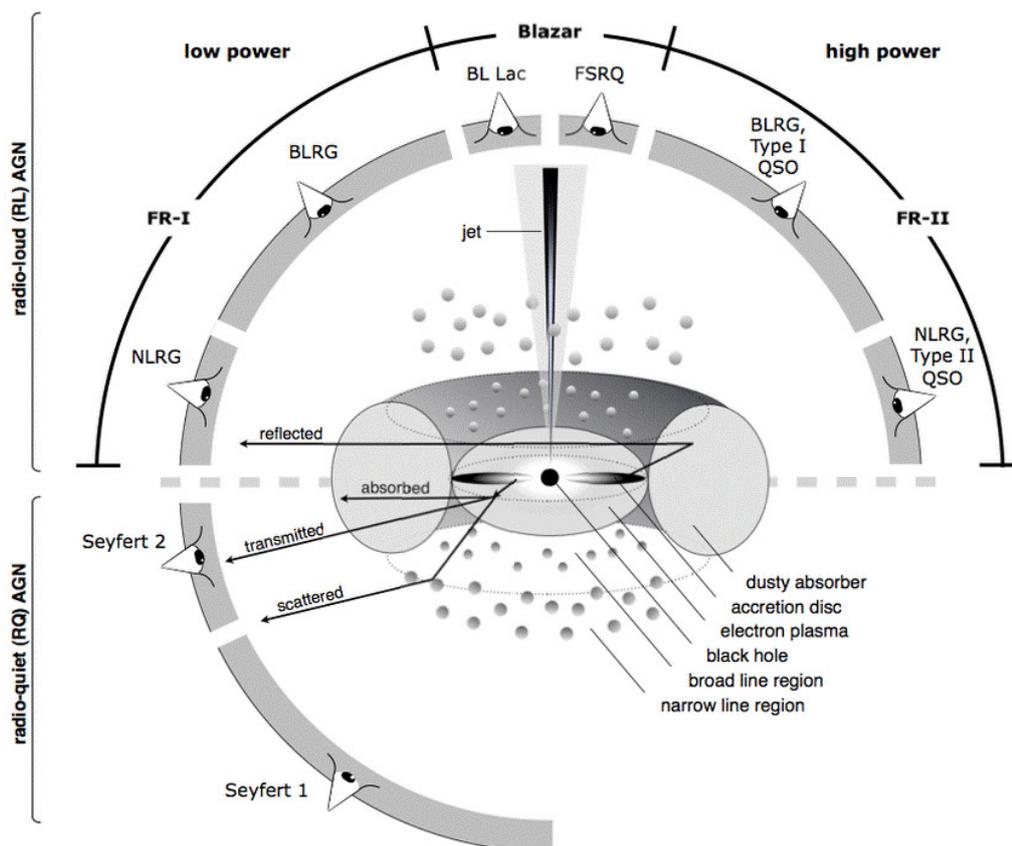


Рисунок 1.4: Классификация типов АЯГ. Рисунок взят из [129].

пик, находящийся в энергетическом диапазоне от инфракрасного до рентгеновского, вызван синхротронным излучением релятивистских электронов в джете. Второй пик находится в рентгеновском - гамма-диапазоне и объясняется обратным комптоновским излучением электронов на фотонных полях или адронными процессами (конкретные объяснения появления этого пика для разных типов блазаров основаны на различных моделях, см. далее). Для FSRQ спектр на высоких энергиях (от 2-10 ГэВ) испытывает заметное провисание, которое связывают с началом поглощения гамма-квантов путём образования пар на эмиссионных линиях BLR [131].

Существует т. н. последовательность блазаров (рис. 1.5), которая демонстрирует общую усреднённую форму зависимости потока энергии блазара, умноженного на частоту его излучения, от частоты его излучения в диапазоне от радиоизлучения до ГИ для пяти бинов по светимости. Такая последовательность была впервые разработана Фоссати с соавторами [132] для широкого диапазона частот (от радио до гамма) в 1998 г. на основании данных радиотелескопов, рентгеновских телескопов и EGRET, затем уточнена в рентгеновском диапазоне Донато в 2001 г. [133] и позже обновлена с использованием данных Fermi LAT Гиселлини в 2016 г. [134]. Последовательность блазаров можно аппроксимировать суммой двух степенных спектров, описываемых положениями двух пиков и че-

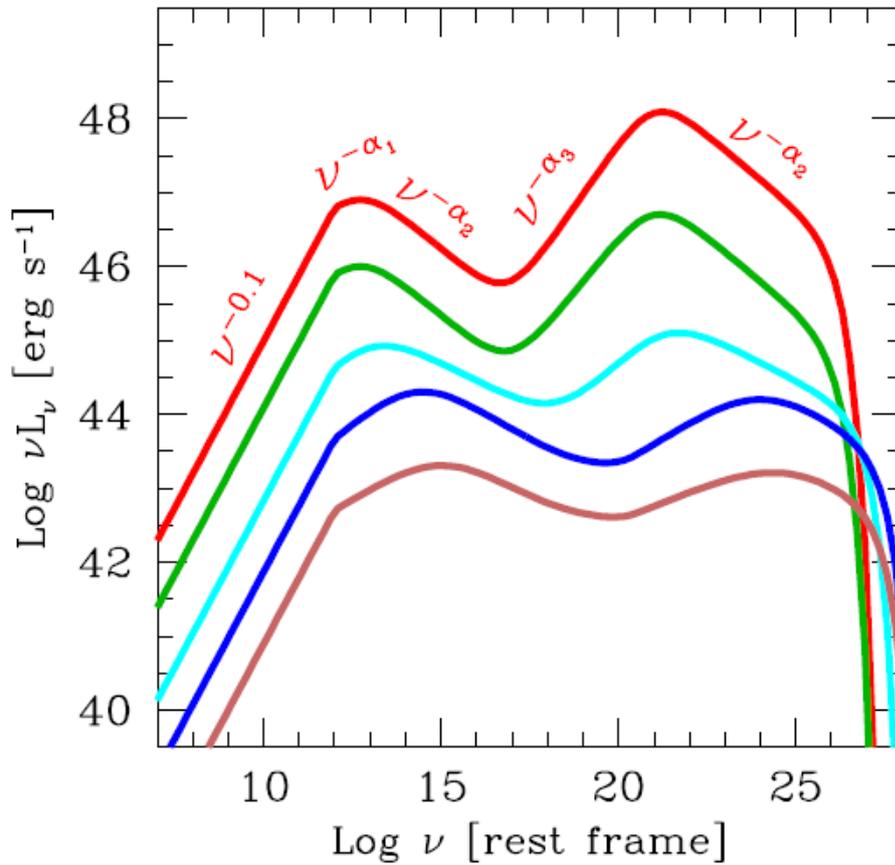


Рисунок 1.5: Феноменологическая последовательность блазаров. На рисунке представлены усреднённые потоки энергии блазаров для пяти бинов по светимости. По оси абсцисс отложены частоты наблюдаемых гамма-квантов, по оси ординат — их потоки энергии. Рисунок взят из [134].

тырьмя показателями степенного спектра. Эта последовательность обнаруживает некие общие свойства спектров блазаров, например, уменьшение частоты обоих пиков с увеличением светимости в гамма-диапазоне (в более поздней версии последовательности показано, что это уменьшение происходит более резко для случая лацертид [135]). Однако, справедливость последовательности блазаров на данный момент подвергается частой критике, в основном, из-за недостаточной статистики и возможности объяснить данные эффектом селекции [136].

Если энергии двух пиков в спектре блазара достаточно большие, то такие блазары называют лацертидами с пиком на высоких частотах (Highly peaked BL-Lacs, HBL). HBL составляют примерно 10% от всех лацертид, и для них энергия низкоэнергичного пика должна быть больше 4 эВ. При энергии низкоэнергичного пика больше 10 кэВ блазар носит название экстремального синхротронного блазара. Если энергия гамма-пика больше 1 ТэВ в восстановленном спектральном распределении энергии блазара (то есть в наблюдаемом спектральном распределении энергии, скорректированном с учётом поглощения гамма-квантов на

образование пар на фотонах EBL), то такой блазар называется экстремальным ТэВным блазаром. Всего надёжно идентифицировано 24 экстремальных блазара (примерно 10% от всех HBL), половина из которых является экстремальными ТэВными блазарами, в то время как 23 источника из этой статистики — экстремальными синхротронными блазарами [1]. Таким образом, практически все экстремальные ТэВные блазары — также и экстремальные синхротронные блазары, но просто экстремальных синхротронных блазаров вдвое больше. Некоторые экстремальные блазары являются переменными источниками, для которых наблюдаются короткие фазы вспышки, сменяемые долгими периодами покоя. Обычно во время вспышки повышаются как общая светимость, так и энергии обоих пиков. При этом для экстремальных синхротронных блазаров низкоэнергичный пик в состоянии покоя напоминает довольно широкое плато, идущее от ближнего ультрафиолетового диапазона до дальнего рентгеновского, а для экстремальных ТэВных блазаров он скорее виден как пик в рентгеновском диапазоне. Экстремальные ТэВные блазары также отличаются очень жёсткими первичными спектрами (со степенным показателем $\Gamma < 2$), и именно они представляют наибольший интерес для данной работы.

Для того, чтобы объяснить пик при энергии >1 ТэВ и жёсткий первичный спектр, были разработаны модели ускорения первичных частиц, которые делятся на два типа: лептонные модели (где ускоряются только электроны и позитроны) и адронные модели (где помимо лептонов ускоряются протоны и ядра).

Лептонные модели, в свою очередь, тоже делятся на два типа [137]. Одни модели предполагают, что основной механизм ускорения электронов в джете — это т.н. обратное комптоновское рассеяние электронов на собственном синхротронном излучении (Synchrotron Self-Compton, SSC). Другие модели предполагают, что ускорение электронов происходит посредством их обратного комптоновского рассеяния на некоем внешнем изотропном фотонном поле (External Compton, EC). Предполагается, что это внешнее фотонное поле излучается или в области широких линий, или в газовой-пылевой торе, или же в аккреционном диске. В то время как первые модели, в основном, используются для объяснения первичного спектра лацертид, вторые могут объяснить спектры FSRQ, где высокоэнергичный пик гораздо выше низкоэнергичного по интенсивности. Также для этих двух механизмов различается зависимость светимости высокоэнергичного пика от светимости низкоэнергичного во время вспышки: для SSC механизма она квадратичная, а для EC — линейная.

Адронные модели предполагают, что релятивистские джеты имеют адронный состав и, в основном, состоят из протонов. При взаимодействии с гамма-квантами фотонных полей они рождают заряженные и нейтральные пионы, которые, в свою очередь, распадаясь, дают вторичные фотоны, электроны, позитроны, мюоны и нейтрино (при этом вторичные электроны и позитроны тоже

взаимодействуют с этими гамма-квантами, инициируя каскады). Сильное магнитное поле, необходимое для создания коллимированных адронных джетов, приводит к значительному синхротронному излучению первичных протонов и вторичных заряженных лептонов. Электроны каскада вносят вклад в низкоэнергичный пик в спектре блазаров, а мюоны и вторичные гамма-кванты — в высокоэнергичный гамма-пик [138].

Помимо блазаров, гамма-излучение можно зарегистрировать также от радиогалактик, сейфертовых галактик, гамма-всплесков, а также от галактик со вспышкой звездообразования.

Радиогалактики принято разделять на два типа: FR I и FR II, названные в честь Фанароффа и Райли, впервые придумавших эту классификацию [139]. Класс FR I представляет собой те источники, для которых светимость в радиодиапазоне уменьшается с увеличением расстояния до центра галактики. Для класса FR II эта светимость, соответственно, увеличивается. В [130] было высказано предложение, что FR I — это те же BL Lacs, а FR II — те же FSRQ, только наблюдаемые под углом. ГИ от FR I и FR II было зарегистрировано гамма-телескопом Fermi LAT в диапазоне энергий от нескольких МэВ до нескольких ГэВ. Всего в третьем каталоге Fermi LAT [140] было 12 источников FR I, 3 источника FR II, а также 2 компактных радиоисточника с крутым спектром, считающиеся молодыми источниками, которые в будущем станут большими радиогалактиками одного из двух типов.

Сейфертовы галактики — это спиральные или неправильные галактики, в спектрах которых чётко видны эмиссионные линии. От таких галактик тоже было зарегистрировано ГИ, что может служить указанием на то, что ядра этих галактик также испускают джеты.

Галактики со вспышкой звездообразования также являются источниками ГИ, однако, в отличие от всех предыдущих источников, они не являются АЯГ. Для таких источников причиной гамма-излучения являются не релятивистские джеты, а взаимодействие высокоэнергичных космических лучей с межзвёздным газом и фотонными полями этих галактик (более подробно про взаимодействия КЛ с фотонными полями будет написано в гл. 3). Те же самые процессы ответственны за диффузное ГИ внутри нашей Галактики. Так, галактики M82 и NGC 253 были зарегистрированы с помощью гамма-телескопа Fermi LAT как точечные (point-like) источники, а Большое и Малое Магеллановые Облака и туманность Андромеда — как протяжённые, что помогло поставить ограничение на плотность КЛ в последних трёх галактиках [141–143].

Отдельным непостоянным источником ГИ можно считать гамма-всплески. Они, как правило, очень яркие (их светимость может превышать светимость сверхновых в миллионы раз), длятся короткое время (секунды-минуты) и имеют пик гамма-излучения при энергиях 100 кэВ - 1 МэВ. После основной вспышки

в гамма-диапазоне следует т. н. послесвечение, как правило, на более низких энергиях (например, в рентгеновском диапазоне) [144].

Наконец, существует т. н. Внегалактический Гамма-Фон (ВГФ), который получается, если из общей карты неба Fermi LAT в гамма-диапазоне вычесть излучение всех зарегистрированных и неидентифицированных источников и галактическое диффузное ГИ. Спектр ВГФ в диапазоне энергий от 0.1 до 820 ГэВ хорошо описывается степенной функцией с экспоненциальным обрезанием в районе 300 ГэВ [59]. Пока до конца не понятно, какая часть ВГФ связана с неразрешёнными точечными источниками, а какая — с диффузным внегалактическим гамма-излучением.

Глава 2

Особенности внегалактического распространения гамма-квантов

В данной главе будут обсуждаться внегалактические фотонные поля (раздел 1), внегалактическое магнитное поле (раздел 2), а также основные основные модели распространения гамма-квантов в Метагалактике (раздел 3).

2.1 Внегалактические фотонные поля

Как следует из различных карт внегалактических источников (одной из первых была карта, представленная в [145] на основе данных каталога Lick [146], см. рис. 2.1), Вселенная не имеет однородную структуру. На больших масштабах она имеет форму, напоминающую паутину, и состоит из скоплений галактик (или галактических кластеров), войдов (областей, где очень мало вещества) и т. н. филаментов, которые представляют собой цепочки галактик, соединяющие различные скопления галактик. Всё это носит название «крупномасштабная структура Вселенной» (Large Scale Structure, LSS). Характеристики скоплений галактик и филаментов (такие как магнитное поле, светимость, спектр излучения) определяются веществом, находящимся в них. Однако, даже в войдах, несмотря на практически полное отсутствие вещества, присутствуют как магнитные, так и фотонные поля.

Наиболее интенсивным внегалактическим фотонным полем можно считать космическое микроволновое фоновое излучение (Cosmic Microwave Background, CMB), также называемое реликтовым излучением. Это наиболее древний вид излучения, который возник в эпоху рекомбинации [147]. Тогда электроны и протоны впервые начали образовывать связанные системы (атомы водорода), которые уже не могли рассеивать фотоны. Из-за этого Вселенная стала гораздо более прозрачной для CMB, которое осталось практически неизменным до настоящего времени, если не считать его охлаждение, связанное с адиабатическим расширением Вселенной. CMB почти изотропно, однородно с довольно большой точностью, заполняет всё пространство Вселенной и имеет тепловой спектр абсо-

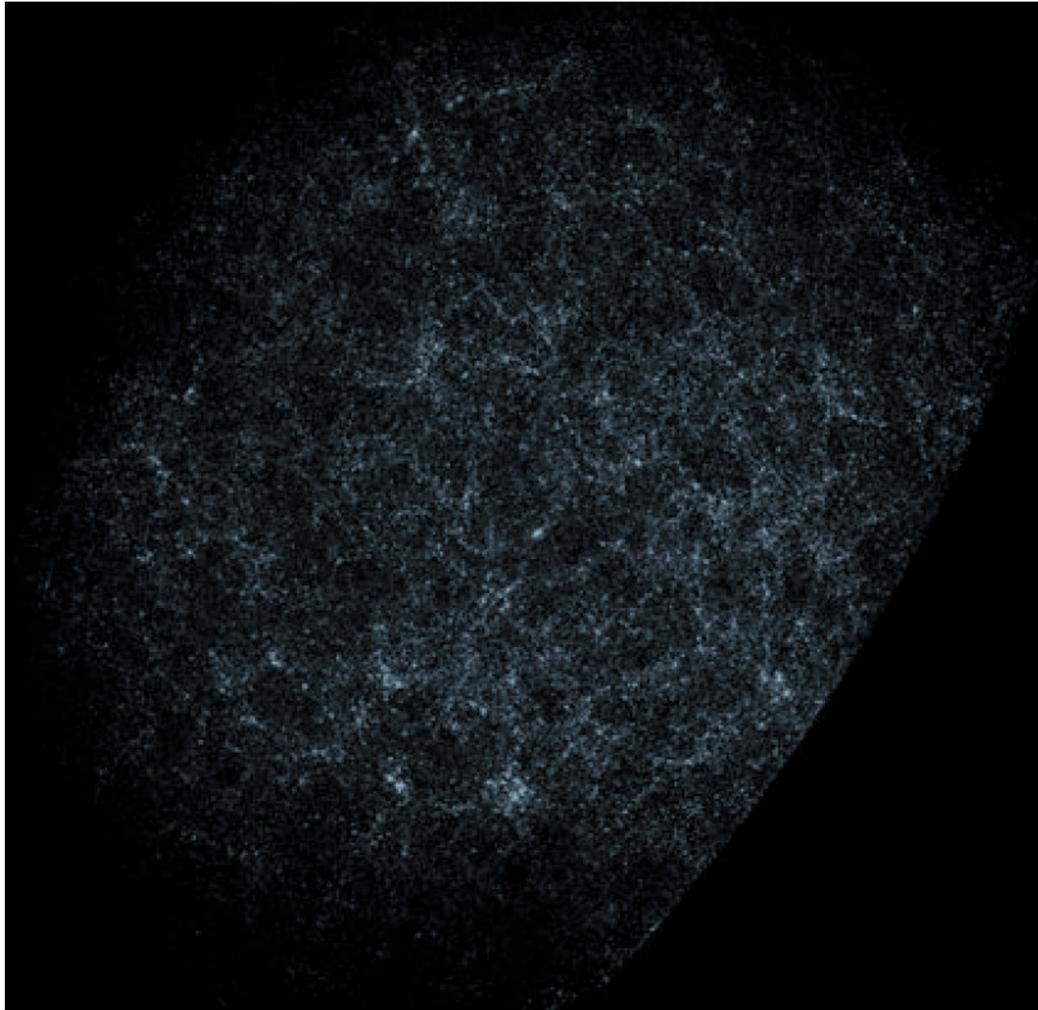


Рисунок 2.1: Фрагмент крупномасштабной структуры Вселенной [145].

лотно чёрного тела с характерной температурой 2.725 К (в эпоху рекомбинации эта температура была равна примерно 3000 К) и плотностью энергии 0.25 эВ/см³ или $4 \cdot 10^{-13}$ эрг/см³.

СМВ было обнаружено случайно А. Пензиасом и Р. Вильсоном в 1965 г. [148], после чего сразу стало частым предметом астрофизических исследований. В начале 70-х Э. Харрисоном, Дж. Пиблзом и Я. Зельдовичем независимо были теоретически предсказаны значение величины и вид спектра его неоднородности [149], [150], [151]. Эта неоднородность вызвана квантовыми флуктуациями, которые существовали во время эпохи рекомбинации. Она составляет величину порядка 10^{-5} и имеет спектр с несколькими пиками. Величина и спектр неоднородностей измерялись в экспериментах COBE [152], WMAP [153] и Planck [154].

Частицы высоких энергий активно взаимодействуют с фотонами СМВ. Например, благодаря взаимодействию протонов предельно высоких энергий с фотонами СМВ рождаются пионы, из-за чего доля КЛ таких энергий в наблюдаемом спектре КЛ сильно уменьшается (т. н. обрезание Грейзена-Зацепина-Кузьмина [155], [156]). Космические гамма-кванты очень высоких энергий также взаимодействуют с фотонами СМВ посредством процесса образования пар. С

этим эффектом связано уменьшение прозрачности Вселенной для гамма-квантов этих энергий [157], которое будет более подробно обсуждаться в следующем разделе. Наконец, электроны и позитроны взаимодействуют с фотонами СМВ посредством комптоновского рассеяния.

Внегалактическое фоновое излучение (Extragalactic Background Light, EBL) — это свет, излученный звёздами и АЯГ и переизлучённый или перерассеянный частицами космической пыли за всё время существования Вселенной. Основная его часть расположена в диапазоне длин волн от 0.1 до 1000 мкм, а характерная плотность энергии составляет примерно 10% от плотности энергии СМВ.

Поскольку EBL напрямую связано со звездообразованием на всех этапах эволюции Вселенной, то ограничения на EBL можно использовать для постановки ограничений на формирование и эволюцию галактик.

Экспериментальные ограничения на EBL могут быть поставлены с использованием следующих трёх методов. Во-первых, можно провести прямую фотометрию (измерение светимости) неба за пределами нашей Галактики. Подобные исследования проводились как орбитальными, так и наземными установками [158]. Однако, они не всегда точные из-за высокого уровня светимости галактических источников. Также можно посчитать суммарную светимость дискретных внегалактических источников. Однако, этот способ может только дать нижний предел EBL, поскольку не учитывает неразрешённых источников и диффузный гамма-фон. Помимо этого, можно поставить ограничения на интенсивность EBL по его влиянию на наблюдаемые спектры гамма-квантов от различных внегалактических источников. Гамма-кванты очень высоких энергий от этих источников могут рождать пары на фотонах EBL и, тем самым, их вклад в наблюдаемый спектр уменьшается по сравнению с первичным [159], [160] (более подробно этот процесс будет рассмотрен в следующем разделе). Исследуя эту модификацию наблюдаемых спектров, можно поставить ограничения на EBL. Если провести такой анализ для источников с разными красными смещениями, то можно также восстановить эволюцию EBL. Такие исследования проводились на основе данных наземных черенковских телескопов [2], [161], [66], [162]. Главным препятствием для надёжного измерения интенсивности EBL этим методом является недостаток информации о первичных спектрах источников. Большая часть из существующих ограничений на EBL по состоянию на 2013 г. собрана и представлена в [163].

За последние 20 лет было разработано несколько моделей EBL. В основном, эти модели были построены с использованием одной из следующих четырёх методик:

1. Моделирование эволюции EBL вперёд во времени, используя начальные космологические условия ([164], [165]). Такая методика была реализована в [20], где использовались полуаналитические модели [166], построенные в рамках

космологической модели Λ CDM на основе пятилетних данных спутника WMAP [153];

2. Моделирование эволюции EBL назад во времени, используя современные данные о светимости галактик. Такой подход был реализован в [167], [168], [169], [170], [171];

3. Моделирование эволюции EBL на основе моделирования эволюции определённых групп галактик по их наблюдаемым свойствам (таких как темп звездообразования) в определённом диапазоне длин волн ([172], [19], [173]);

4. Моделирование эволюции EBL на основе прямого наблюдения эволюции галактик в диапазоне красных смещений, которые вносят наибольший вклад в EBL [174].

Большинство существующих моделей EBL вместе с современными ограничениями представлены на рис. 2.2, который был взят из [175]. Как видно из рисунка, спектральное распределение энергии EBL имеет два заметных пика: в оптическом диапазоне и инфракрасном диапазоне. Первый пик при длине волны 1 мкм представляет собой суммарное излучение всех звёзд и АЯГ за всё время их существования. Второй пик при длине волны 100-200 мкм возникает из-за переизлучения света звёзд и АЯГ частицами космической пыли.

Более точное знание спектра EBL позволит решить ряд астрофизических задач, в числе которых определение первичных спектров АЯГ, постановка ограничений на вклад галактик со звездообразованием в общий радио фон (поскольку инфракрасное и радио-излучение для этих галактик жёстко связаны), ограничений на параметры тёмной материи, ограничений на долю сверхновых и, соответственно, на суммарный поток нейтрино от сверхновых [176], [153], а также многие другие задачи.

Помимо СМВ и EBL Вселенную также заполняет диффузный радио фон (Universal Radio Background, URB). Он представляет собой суммарный диффузный фон всех неразрешённых радиоисточников, как компактных (квазары), так и протяжённых (радиогалактики). Радио фон изотропен с довольно высокой точностью, с анизотропиями $< 10^{-2}$ при частоте > 408 МГц [177]. Диффузный радио фон доминирует на частотах < 8 ГГц и был зарегистрирован экспериментально в диапазоне частот от 150 до 8000 МГц. В этом диапазоне он имеет степенной спектр с показателем $\gamma \approx -2.7$ [178]. Спектр диффузного радио фона был посчитан в [179] и [180].

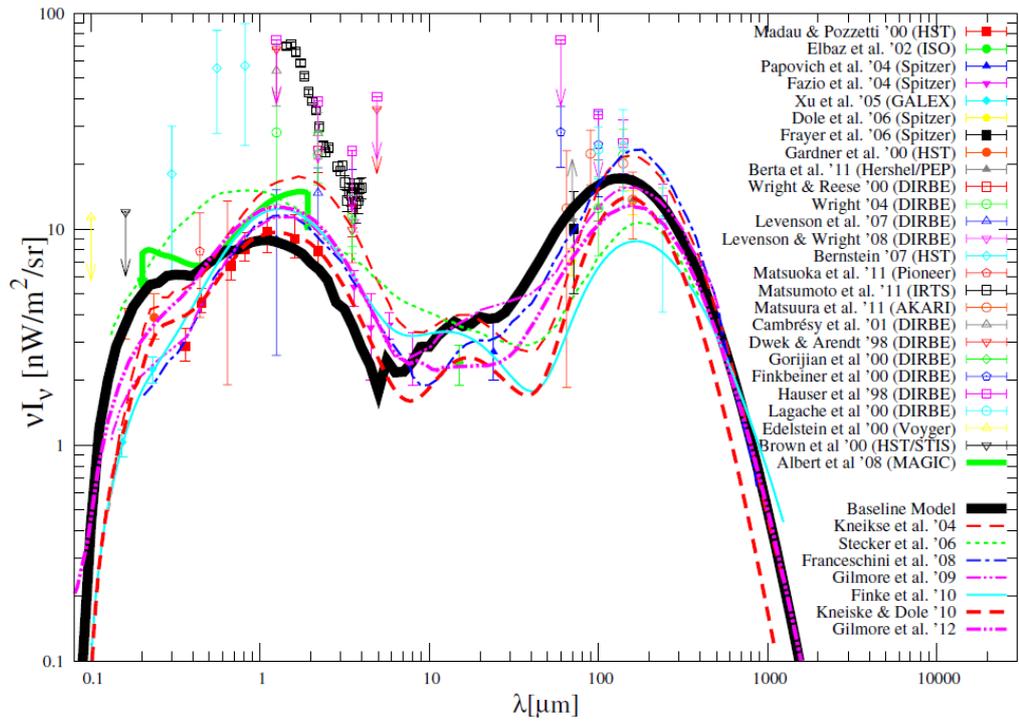


Рисунок 2.2: Современные модели и ограничения на EBL (рисунок взят из [175]). Все обозначения представлены на легенде. Сама модель [175] соответствует жирной чёрной кривой.

2.2 Внегалактическое магнитное поле

Современные модели космических магнитных полей, которые носят общее название «Внегалактическое магнитное поле» (Extragalactic Magnetic Field, EGMF), предполагают, что они сильно коррелируют с неоднородностями крупномасштабной структуры [181, 182]. Магнитные поля в скоплениях галактик измерены хорошо и имеют напряжённости от 1 до 10 мкГс [183, 184]. В филаментах EGMF было зарегистрировано благодаря синхротронному излучению [185] и имеет напряжённость 500-600 нГс (для конкретного филамента, рассматриваемого в [185]). На напряжённость магнитных полей в войдах были достоверно поставлены только достаточно слабые ограничения сверху ($B < 10^{-9}$ Гс) и снизу ($B > 10^{-21} - 10^{-17}$ Гс) [186].

Стандартные механизмы образования магнитного поля в звёздах, галактиках и скоплениях галактик основываются на идее усиления более слабого начального («затравочного») магнитного поля путём механизма динамо или при гравитационном коллапсе, сопровождающем образование объекта. Само же затравочное поле могло быть создано или усилено или в ранней Вселенной (в эпоху инфляции, фазовых переходов или бариогенеза [187]), или в процессе гравитационного коллапса во время формирования LSS. Последнее предположение допускает, что затравочное магнитное поле возникает из-за смещения градиента давления и плотности электронов в плазме (так называемая батарея

Бирмана [188]). Когда напряжённость магнитного поля, образованного таким образом, достигает величины $B > 10^{-21}$ Гс, динамо-процессы становятся более активными, чем батарея Бирмана, и усиливают магнитное поле до ещё больших значений. При этом магнитное поле приобретает турбулентный Колмогоровский спектр. В итоге, напряжённость магнитного поля выходит на насыщение по мере того, как образуется равновесие между магнитным полем и гидродинамической турбулентностью, и становится когерентным на больших масштабах длины.

Происхождение магнитных полей в войдах может быть объяснено тремя способами. Это или поля галактик, которые распространяются за их пределы галактическим ветром [189, 190], или поля активных ядер галактик, которые выносятся во внегалактическую среду джеттами этих АЯГ [191], или те самые первичные затравочные поля (с поправкой на расширение Вселенной) [186]. Последняя гипотеза предоставляет уникальную возможность изучить процессы, лежащие в основе образования затравочных полей, исследуя EGMF. Это одна из причин актуальности исследования EGMF в войдах.

Для оценки магнитного поля в скоплениях галактик и постановки ограничений на магнитное поле в филаментах и войдах используется мера фарадеевского вращения радиогалактик, находящихся как внутри скоплений галактик, так и за ними. Фарадеевское вращение — это вращение линейно поляризованного излучения, распространяющегося в замагниченной плазме. Разница между поляризационным углом излучения, прошедшего область намагниченной плазмы, и первичным поляризационным углом этого излучения зависит квадратично от длины волны излучения и линейно от т. н. ротационной меры, которая, в свою очередь, зависит от плотности энергии электронов плазмы и величины проекции магнитного поля на ось источник-наблюдатель. Таким образом, зная плотность электронов и проведя измерения радиоисточников внутри скоплений галактик (или находящихся за ними) в разных частотах, можно оценить величину магнитного поля в скоплениях галактик [192]. Подобные исследования также показали турбулентную природу магнитных полей в скоплениях галактик (при этом ячейки с постоянной величиной и направлением поля имеют масштабы от нескольких кпк до сотен кпк).

Другой способ оценки магнитного поля в скоплениях галактик и филаментах — синхротронное излучение. Синхротронное излучение (СИ) испускается релятивистскими электронами, когда они поворачиваются в магнитном поле. На тех же электронах могут рассеиваться фотоны фонового излучения, тем самым приобретая энергию. Таким образом, полная интенсивность синхротронного излучения от источника представляет собой меру величины магнитного поля, а поляризация СИ позволяет также изучить неоднородность и структуру этого поля. Диффузное СИ было зарегистрировано от ряда источников внутри скоплений галактик, не относящихся к галактикам [193]. Интенсивность СИ от этих

источников предполагает наличие вокруг них поля электронов с энергиями как минимум порядка нескольких ГэВ и магнитного поля порядка нескольких мкГс.

Публикации, в которых было объявлено о регистрации синхротронного излучения от филаментов, начали появляться недавно [185], [194]. Основываясь на наблюдениях сети радиотелескопов LOFAR, опубликованных в [185], авторы [195] получили величину напряжённости $B = 500 - 600$ нГс для филамента, соединяющего скопления галактик Abell 0399 и Abell 0401. Это значение превышает типичное значение EGMF в филаментах в ряде моделей, включая [10]. Отношение синхротронной и комптоновской светимости электронов в филаменте $P_S/P_{IC} \sim (B/B_{cmb})^2$ [195], где $B_{cmb} = 3.25 \text{ мкГс} \cdot (1+z)^2$. Таким образом, регистрация внегалактических филаментов путём наблюдения их синхротронного излучения представляется сложной задачей, поскольку для $B < 1$ мкГс большая часть излучаемой энергии переходит комптоновским фотонам, а не синхротронным. Это может объяснить малое число наблюдений СИ от филаментов EGMF, доступных на данный момент и, тем самым, малое число существующих ограничений на величину EGMF в филаментах. Существующие телескопы, регистрирующие гамма-кванты в рентгеновском диапазоне, такие как XMM-Newton [196], Chandra [197], SWIFT [198], SRG [199], а также проектируемая Athena X-ray observatory [200] могут поставить дополнительные ограничения на величину напряжённости EGMF в филаментах, а, возможно, даже измерить напряжённость поля в них.

Ограничения на EGMF в войдах могут быть получены несколькими способами. Во-первых, используется мера фарадеевского вращения, описанная выше. Поскольку измеренные величины фарадеевского вращения не зависят от красного смещения источника, а при достаточно сильном EGMF скорее всего зависели бы, то, сравнивая модельные распределения фарадеевского вращения с наблюдаемыми, можно ставить ограничения на EGMF [201]. Во-вторых, эти ограничения можно получить из спектров неоднородностей температуры и поляризации фонового излучения [202, 203], а также их отличия от Гауссова распределения [204]. Последний способ скорее является оценкой затравочного поля, однако, может быть также и оценкой современного EGMF в войдах, если предполагать, что оно является затравочным полем, ослабленным расширением Вселенной [205]. Комбинация всех этих способов даёт значение верхнего предела для EGMF в войдах примерно $B < 10^{-9}$ Гс. Важно также заметить, что некоторые из этих пределов зависят от т. н. длины когерентности поля λ , то есть характерной длины ячейки поля, в которой все параметры поля (такие как величина и направление) постоянны. Например, из магнитогидродинамических уравнений вытекает следующее ограничение для EGMF в войдах: $B < 10^{-8} (\lambda/[1 \text{ Мпк}])$ Гс [186]. Другие ограничения сверху также были получены из космологического моделирования [10].

Ограничения снизу на EGMF в войдах [4, 206–210] получены, в основном, из предположения о том, что часть наблюдаемых фотонов возникает в межгалактических каскадах, которые могут быть инициированы высокоэнергичными гамма-квантами или адронами от источника, взаимодействующими с фоновыми полями (подробнее про межгалактические каскады см. следующие главы). В таком случае суммарная интенсивность каскадных и первичных (дошедших от источника до наблюдателя, не поглотившись) фотонов не должна превышать наблюдаемую интенсивность. Чем выше EGMF в войдах, тем ниже наблюдаемый каскадный компонент, что даёт возможность поставить ограничения на напряжённость и длину когерентности EGMF в войдах на основании данных гамма-телескопов. Все вышеперечисленные ограничения, собранные мной из многочисленных работ, были объединены в один рисунок (рис. 2.3).

На данный момент существует несколько работ, численно моделирующих современное EGMF с разной степенью точности [10, 11, 181, 188, 217]. Некоторые из этих работ предполагают, что затравочное магнитное поле появилось в эпоху образования LSS (такие модели здесь и далее называются астрофизическими), а также используют моделирование магнитогидродинамических процессов для учёта эволюции магнитного поля. Модели [10, 11, 217] наиболее часто используются для разнообразных астрофизических исследований, например, изучения распространения и отклонения КЛ в EGMF. Важное отличие [10] от [217] заключается в том, что в [217] затравочное поле появляется из нулевого посредством батареи Бирмана и дальше усиливается турбулентно путём динамо, в то время как в [10] оно задаётся постоянным на всём моделируемом объёме, и затем усиливается динамо (при этом уравнения магнитогидродинамики решаются в численном моделировании более точно). Также, в [217] рассматриваются два варианта положения наблюдателя: внутри скоплений галактик и внутри войдов, а в [10] моделируется часть LSS, расположенная непосредственно вокруг Млечного пути (где находится наблюдатель) и ограниченная астрофизическими наблюдениями.

Работы [205] и [11] используют более современные начальные условия [218], более точное численное моделирование и больший моделируемый объём. В [11] рассматривается шесть моделей EGMF: три первичных модели (т.е. модели, в которых затравочное магнитное поле появляется в ранней Вселенной, например, в эпоху инфляции или фазового перехода) и три астрофизических модели. Астрофизические модели предполагают величину затравочного магнитного поля $B_{seed} \sim 10^{-11} \text{ nG}$ и различаются предполагаемым энергетическим бюджетом во время импульсного выброса энергии в гало (вызванного как тепловыми механизмами, так и магнитным полем). Так, модель *astrophysical* предполагает выделение $5 \cdot 10^{58}$ эрг на один выброс энергии начиная с красного смещения $z = 4$, модель *astrophysical R* — 10^{60} эрг на один выброс энергии начиная с $z = 4$, и модель *astrophysical IR* — энерговыделение от 10^{60} до $5 \cdot 10^{58}$ эрг на один

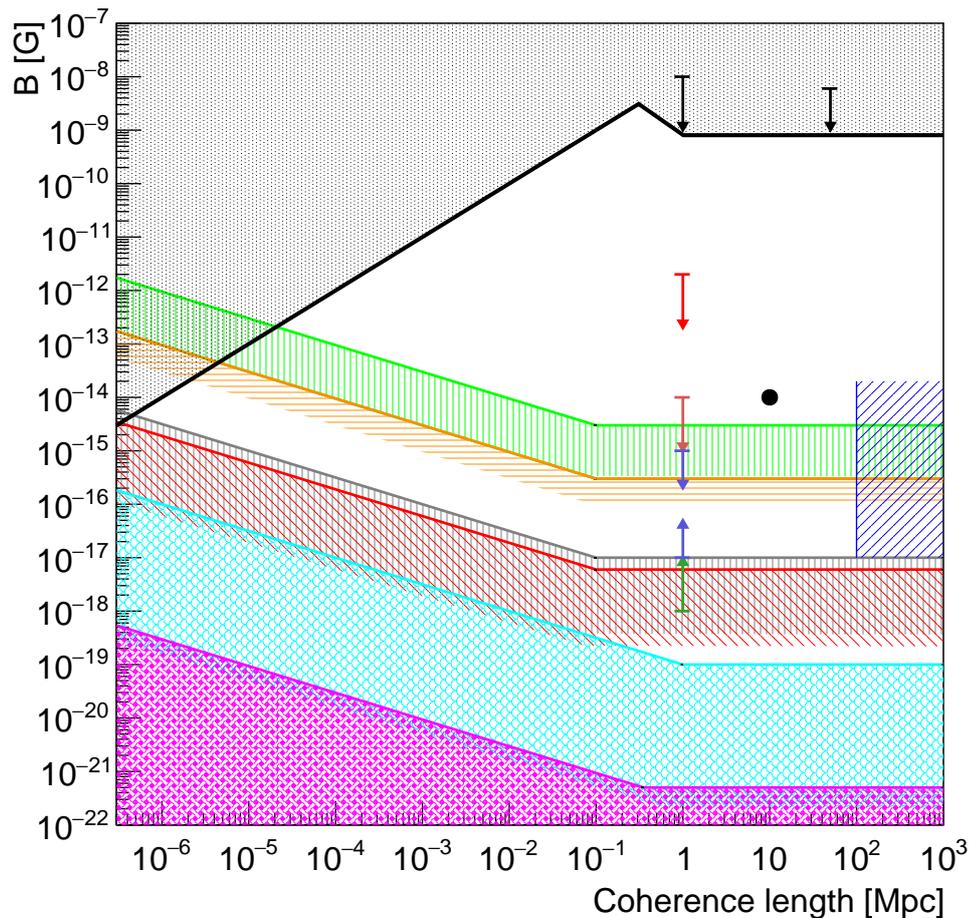


Рисунок 2.3: Современные ограничения на величину EGMF в войдах. Зелёный промежуток (горизонтальные линии) обозначает ограничение, полученное в [211], оранжевые вертикальные линии — [4], серые горизонтальные линии — [208], красные косые линии — [207] и [208] для модели EBL [168], голубые ячейки — [210], лиловая сетка — [209], чёрные точки — ограничения из [186] и [201], синие косые линии справа — [212], чёрные стрелочки — [213], красная стрелочка — [10], оливковая стрелочка — [206], розовая стрелочка — [214], синие стрелочки — [215], чёрная точка — [216].

выброс энергии начиная с $z = 1$. Недавняя работа [18] показала, что модели *astrophysical R* и *astrophysical IR* демонстрируют практически одинаковую зависимость среднего угла отклонения первичных КЛ от их жёсткости (энергии, поделённой на зарядовое число). Для этих двух моделей отклонения КЛ самые сильные среди всех рассматриваемых астрофизических моделей, кроме [217]. В то же время для модели *astrophysical* наблюдаются самые слабые значения отклонений первичных КЛ.

2.3 Основные модели распространения гамма-квантов в Метагалактике

Классической моделью распространения гамма-квантов в Метагалактике считается т. н. модель только поглощения, которая учитывает поглощение гамма-квантов высоких и очень высоких энергий на фотонных полях СМВ и EBL, а также адиабатические потери. Однако, существуют многочисленные указания на неполноту этой модели, вдохновившие астрофизиков на создание альтернативных моделей распространения гамма-квантов, которые бы объясняли обнаруженные аномалии. Обо всех этих моделях и аномалиях будет рассказано в этом разделе.

2.3.1 Модель только поглощения

Как было упомянуто выше, гамма-кванты от внегалактических источников могут поглощаться на фотонах EBL [159], [160] и СМВ [157] в результате процесса образования пар. Пороговая энергия, которую должен иметь высокоэнергичный гамма-квант для образования электрон-позитронной пары, определяется из кинематики процесса:

$$E_\gamma \epsilon = m_e^2 c^4, \quad (2.1)$$

где E_γ — энергия налетающего высокоэнергичного гамма-кванта, ϵ — энергия фотона EBL или СМВ, $m_e c^2 = 0.511$ МэВ — масса электрона. Таким образом, пороговая энергия E_{thr} (в [ТэВ]) гамма-кванта, образующего пару на фотоне EBL или СМВ с энергией ϵ (в [эВ]), равна:

$$E_{thr} \approx 0.25/\epsilon. \quad (2.2)$$

Так, образование пар на EBL возможно для гамма-квантов с энергиями $E_\gamma > 0.02$ ТэВ, а на СМВ — для $E_\gamma > 60$ ТэВ.

Сечение процесса образования пар при фотон-фотонном взаимодействии было впервые описано в [219]. Оно задано следующей формулой:

$$\sigma_{\gamma\gamma}(s) = \frac{3}{4} \sigma_{Th} \frac{m_e^2}{s} \left[(3 - \beta^4) \ln \frac{1 + \beta}{1 - \beta} - 2\beta(2 - \beta^2) \right], \quad (2.3)$$

где m_e — масса электрона, $s = 2E_\gamma \epsilon (1 - \cos \theta)$ — квадрат полной энергии в системе центра масс, ϵ — энергия фотона СМВ или EBL, θ — угол между направлениями налетающего (первичного) гамма-кванта и фотона-мишени, $\sigma_{Th} = 8\pi\alpha^2/(3m_e^2)$ — сечение Томпсоновского рассеяния, а $\beta = \sqrt{1 - 4m_e^2/s}$.

Для первичных гамма-квантов с энергиями от 0.02 ТэВ до примерно 100 ТэВ происходит их поглощение на фотонах EBL, для энергий от 100 ТэВ до 100

ЭэВ доминирует СМВ, а для энергий > 100 ЭэВ гамма-кванты поглощаются, в основном, на фотонах радио фона.

При рассмотрении процесса образования пар гамма-квантами высоких энергий на фотонных полях удобно использовать понятия темпа взаимодействия R_γ и оптической толщины τ_γ этого процесса. Темп взаимодействия $R_\gamma(E_\gamma, z_s)$ для процесса образования пар первичным фотоном с энергией E_γ от источника с красным смещением z_s на EBL и СМВ вводится в соответствии с [9]:

$$\begin{aligned} R_\gamma(E_\gamma, z_s) &= \frac{1}{2} \int_0^\infty d\epsilon n_\gamma(\epsilon, z_s) \int_{-1}^1 d\cos\theta (1 - \cos\theta) \sigma_{\gamma\gamma}(s) \Theta(s - s_{min}) \\ &= \frac{1}{8E_\gamma^2} \int_{s_{min}}^{s_{max}(E_\gamma)} ds s \sigma_{\gamma\gamma}(s) \int_{\epsilon_{min}}^{\epsilon_{max}} \frac{d\epsilon}{\epsilon^2} n_\gamma(\epsilon, z_s), \end{aligned} \quad (2.4)$$

где n_γ — плотность фотонного поля, предел интегрирования $s_{min} = 4m_e^2$ определяется порогом образования пар, $s_{max}(E_\gamma) = 4E_\gamma\epsilon_{max}$, а $\epsilon_{max} \approx 14$ эВ — порог высокоэнергичного обрезания фотонов EBL.

Оптическая толщина τ_γ для налетающего гамма-кванта с фиксированной энергией E_γ вводится наподобие темпу взаимодействия, но при этом производится также интегрирование по красному смещению z :

$$\begin{aligned} \tau_\gamma(E_\gamma, z_s) &= \frac{1}{2} \int_0^{z_s} dz \frac{dl(z)}{dz} \int_{-1}^1 d\cos\theta (1 - \cos\theta) \\ &\int_{E_{min}}^\infty d\epsilon n_\gamma(\epsilon, z_s) \sigma_{\gamma\gamma}(E_\gamma(1+z), \epsilon, \theta), \end{aligned} \quad (2.5)$$

где $E_{min} = \frac{2m_e^2 c^4}{E_\gamma(1+z)(1-\cos\theta)}$, а расстояние $\frac{dl(z)}{dz}$, пройденное гамма-квантом на величину красного смещения при красном смещении z , определяется выражением:

$$\frac{dl(z)}{dz} = \frac{c}{H_0(1+z)[\Omega_\Lambda + \Omega_M(1+z)^3]^{1/2}}, \quad (2.6)$$

где $H_0 \simeq 70$ [км с⁻¹ Мпк⁻¹], а $\Omega_\Lambda \simeq 0.7$ и $\Omega_M \simeq 0.3$ представляют собой средние космологические плотности материи и тёмной энергии соответственно.

Если определить вероятность гамма-кванта с энергией E_γ не образовать пару (и тем самым не поглотиться) на фотонном поле при прохождении от источника с красным смещением z_s к наблюдателю как

$$P_\gamma(E_\gamma, z_s) = e^{-\tau_\gamma(E_\gamma, z_s)}, \quad (2.7)$$

то оптическая толщина τ_γ будет показателем прозрачности пространства от источника к наблюдателю для первичного гамма-кванта. Так, для гамма-квантов с $\tau_\gamma > 1$ пространство будет непрозрачным, и большая их часть будет поглощена

фотонными полями по пути до наблюдателя. Уравнение $\tau_\gamma = 1$ определяет так называемый горизонт гамма-квантов [220], после которого вероятность достижения ими наблюдателя сильно уменьшается.

Плотность фотонного поля довольно точно известна для СМВ и радио фона и зависит от выбранной модели EBL. Сечение процесса образования пар при фотон-фотонном взаимодействии также известно. Таким образом, можно вычислить зависимость $\tau_\gamma(E_\gamma, z_s)$, что и было сделано в [221] для СМВ, EBL модели [174] и космического радио фона, взятого из [178] (рис. 2.4).

Как видно из рисунка, для энергии первичного фотона $E_\gamma = 1$ ТэВ оптическая толщина $\tau_\gamma > 1$ для красного смещения $z_s > 0.1$, что согласуется с результатом из [20]. Также можно заметить, что горизонт гамма-квантов с энергиями $E_\gamma = 10^{15}$ эВ = 1 ПэВ, взаимодействующих с фотонами СМВ, составляет порядка 10 кпк, что делает практически невозможной регистрацию гамма-квантов таких энергий от внегалактических источников.

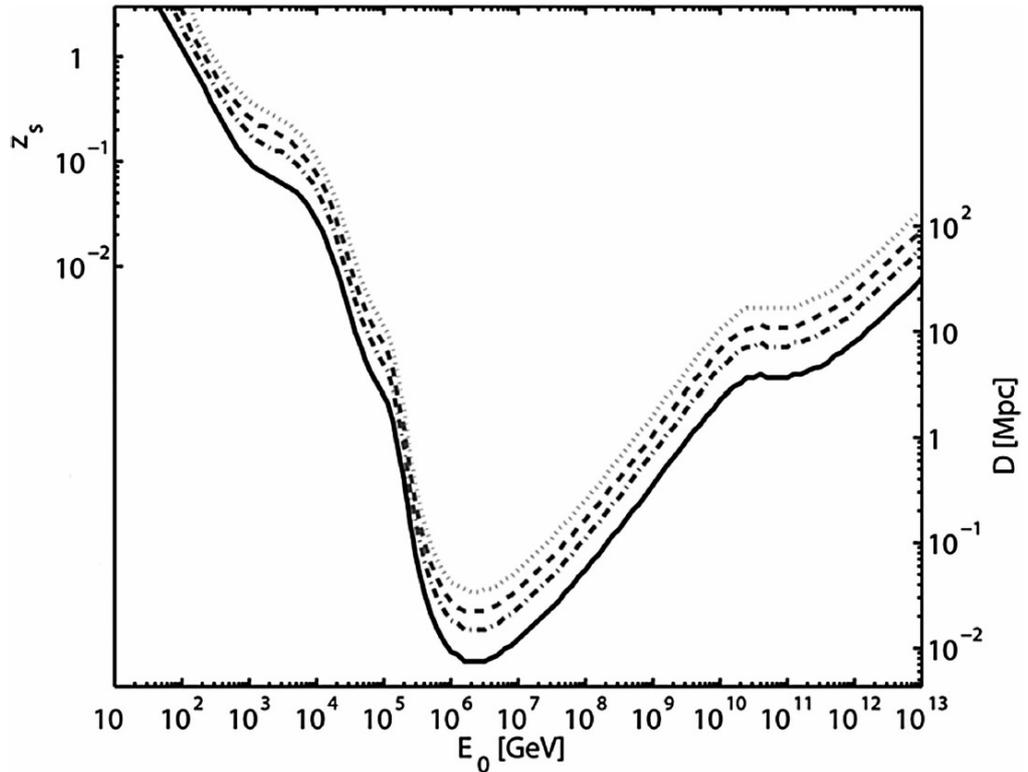


Рисунок 2.4: Фиксированные значения оптической толщины процесса образования пар τ_γ в зависимости от энергии первичного гамма-кванта E_γ в [ГэВ] и красного смещения источника z_s или расстояния до источника D в [Мпк]. Сплошная кривая отвечает значению $\tau_\gamma = 1$, штрихпунктирная — значению $\tau_\gamma = 2$, штриховая — значению $\tau_\gamma = 3$, пунктирная — значению $\tau_\gamma = 4.6$. Рисунок взят из [221].

2.3.2 Указания на неполноту модели только поглощения

Существует ряд указаний на неполноту модели только поглощения (описанный нашей рабочей группой в [23] и [28]). Одно из наиболее значительных было описано в работах [5], [222]. Авторы этих работ использовали наблюдаемые спектры ряда блазаров, зарегистрированных черенковскими детекторами, и скорректировали эти спектры с учётом поглощения (такие спектры должны быть близки к их первичным спектрам). Для этого они провели фитирование наблюдаемых спектров блазаров в области низкой оптической толщины ($\tau_\gamma < 1$) и экстраполировали полученные таким образом фитирующие функции на области $1 < \tau_\gamma < 2$ и $\tau_\gamma > 2$. Затем они сравнили значения экстраполированных функций с результатами наблюдений. Полученный ими результат показал, что наблюдаемая интенсивность событий в области $\tau_\gamma > 2$ оказывается больше ожидаемой с достоверностью 4.2σ . В дополнение к этому, в статье [6] приводится указание на существование аномалии на высоких энергиях, однако, с маленькой статистической значимостью 1.9σ . Подобный анализ спектров шести блазаров с учётом систематических погрешностей был также проведён руководителем

нашей рабочей группы в [223]. В этой работе аномалия была подтверждена с достоверностью 3.1σ .

Однако, авторы работы [224], в которой было проведено подобное [5] исследование, не зарегистрировали аномалию в области высоких энергий. Они использовали собственную модель EBL (8 модельных точек с погрешностями), представляющую собой глобальное фитирование спектров 86 источников, зарегистрированных в областях высоких и очень высоких энергий, учитывающее также прямые ограничения на EBL.

В обеих работах [5] и [224] есть ряд деталей, которые могут понизить достоверность работ и серьёзно повлиять на результаты. Например, в [222] один из авторов [5] показал, что результаты, полученные ими, сильно зависят от выбранной модели EBL, а также от нормировки интенсивности. Также, [5] и [224] не учитывали систематических погрешностей и использовали довольно широкие экспериментальные бины. Помимо этого, некоторые спектры [224] всё ещё демонстрируют наличие аномалии.

Стоит также добавить, что форма наблюдаемых спектров блазаров может альтернативно объясняться избытком событий не в высокоэнергичной части спектра, а в низкоэнергичной. Такой сценарий был исследован нашей рабочей группой в [26].

Помимо упомянутой выше аномалии имели место и другие. Например, в работе [215] было показано, что угловое распределение гамма-квантов от некоторых блазаров (зарегистрированных космическим телескопом Fermi LAT) уширено по сравнению с аппаратным угловым контуром детектора. В дополнение к этому, в работе [225] был обнаружен аномально жёсткий компонент в наблюдаемом спектральном распределении энергии гамма-квантов от блазара Mrk 501 в режиме вспышки (этот источник был зарегистрирован Fermi LAT, а также VERITAS). Несколько участков наблюдаемого энергетического спектра блазара аппроксимировались степенными функциями $dN/dE = C \cdot E^{-\gamma}$ в области энергий 3 ГэВ - 5 ТэВ. Для диапазона энергий 3 - 10 ГэВ степенной показатель оказался равным $\gamma = 1.8 \pm 0.2$, в энергетическом диапазоне 10 - 200 ГэВ этот показатель равнялся $\gamma = 1.1 \pm 0.2$, и для энергий 300 - 5000 ГэВ он принимал значения $\gamma \approx 2$. Видно, что степенной показатель в центральной части спектра является меньше значения $\gamma = 1.5$, часто устанавливаемого в качестве нижнего предела степенного показателя для модели эмиссии SSC и часто использующегося для постановки ограничений на EBL. Другая особенность этого источника состоит в том, что большая часть гамма-квантов высоких энергий от него была зарегистрирована в достаточно узком временном окне после вспышки.

Наконец, имеется указание на наличие избытка блазаров со сравнительно жестким спектром в диапазоне энергий от 10 до 500 ГэВ (зарегистрированных Fermi LAT) в направлении на крупномасштабные войды в распределении материи

[226]. Помимо этого, поток гамма-квантов для таких источников оказывается больше, чем для других источников (в направлении которых меньше войдов). В данной работе авторы вводят специальный параметр «пустотности» (voidiness) V , который определяется как доля войдов на линии источник-наблюдатель. Таким образом, $V = 1$, если весь путь источник-наблюдатель проходит через войды, и $V = 0$, если войды на этом пути не встречаются. Было показано, что избыточно большая часть блазаров с жёсткими спектрами находится в области $V > 0.6$. Более того, поток фотонов для таких источников превышает поток фотонов источников из области $V < 0.6$ в 2-4 раза. При этом авторами утверждается, что уменьшение плотности фоновых фотонов не может объяснить величину этого эффекта. Данная аномалия была обнаружена со статистической значимостью 2.5σ .

Таким образом, статистическая значимость каждой конкретно взятой аномалии из всех вышеперечисленных не является достаточно большой, чтобы доказать неприменимость модели только поглощения, но вместе они указывают на её неполноту и необходимость её модификации.

2.3.3 Альтернативные модели распространения гамма-квантов

Существует несколько моделей внегалактического распространения гамма-квантов, которые способны объяснить одну или более аномалий, описанных выше. Одна группа моделей включает учёт внегалактических каскадов (каскадные модели), другая — предполагает наличие экзотических частиц или процессов, выходящих за рамки «классической» астрофизики.

Сами авторы аномалии на высоких энергиях [5] интерпретировали найденную ими аномалию как свидетельство существования нового физического процесса осцилляций первичных гамма-квантов в аксионоподобные частицы (Axion Like Particles, ALPs) и обратно в фотоны в магнитных полях по пути от источника к наблюдателю [227–232]. ALP — это лёгкие бозоны с нулевым спином, характеризующиеся двухфотонным взаимодействием. Действительно, высокоэнергичные фотоны, осциллирующие в ALP около источника и распространяющиеся в таком виде большую часть пути, минуют поглощение на EBL, и могут осциллировать обратно в фотоны уже рядом с наблюдателем, тем самым объясняя завышенную долю гамма-квантов в оптически плотной части спектра.

ALP определяются двумя главными независимыми параметрами: их массой m_a и константой взаимодействия с фотонами $g_{a\gamma}$. Некоторые значения константы в разрешённом диапазоне способны объяснить аномалию на высоких энергиях. Предполагая, что избыток наблюдаемых гамма-квантов [5] объясняется процессом $\gamma \rightarrow ALP$, авторы [233] поставили ограничения снизу на константу взаи-

модействия в зависимости от массы ALP. На константу также были наложены ограничения сверху коллаборацией CAST [234].

Если гипотеза осцилляций $\gamma \rightarrow ALP$ верна, в спектрах гамма-источников должна присутствовать ещё одна особенность — уменьшение интенсивности наблюдаемых фотонов по сравнению со случаем модели только поглощения при более низких энергиях [228]. Это уменьшение интенсивности обычно составляет примерно треть от нормального уровня, поскольку фотоны с двумя состояниями поляризации приходят в равновесие с ALP, у которых есть только одно состояние поляризации. Однако, недавний анализ данных эксперимента Fermi LAT эту особенность спектра, которая могла бы указывать на наличие процесса $\gamma \rightarrow ALP$ [235]. Вместе с другими ограничениями на параметры смешивания $\gamma \rightarrow ALP$ [236–242] это позволило исключить значительную часть области пространства параметров ALP, которая могла бы объяснить аномалию при $\tau_\gamma > 2$. Это делает гипотезу осцилляций $\gamma \rightarrow ALP$ менее привлекательной и требует поиска других возможных объяснений аномалии.

Помимо этого, аномалию на высоких энергиях может объяснить нарушение Лоренц-инвариантности, которое подразумевает изменение скорости фотонов в разных видах вакуума, вызванное квантовыми флуктуациями порядка длины Планка. Это делает межгалактическую среду более прозрачной для гамма-квантов [243–246].

Параметры большинства «экзотических» моделей можно сильно ограничить, некоторые модели даже исключить. Например, гипотеза о том, что ТэВ-ные гамма-кванты от внегалактических источников, наблюдаемые черенковским телескопом HEGRA, являются конденсатами Бозе-Эйнштейна [247] была опровергнута в [248]. Конденсаты Бозе-Эйнштейна, которые представляют собой суперпозицию нескольких или многих фотонов, могут распространяться на более далёкие расстояния в межгалактических фотонных полях, чем индивидуальные фотоны, что объясняет аномалию на высоких энергиях. Однако, они также обычно образуют атмосферные ливни раньше, чем отдельные гамма-кванты. Это обстоятельство определяет параметры угловых изображений, регистрируемых телескопом HEGRA. Подобное изменение распределений параметров не было обнаружено в наблюдениях, и, тем самым, эта гипотеза была опровергнута экспериментально.

2.3.4 Каскадные модели распространения гамма-квантов

Другая группа моделей внегалактического распространения гамма-квантов, каскадные модели, включает в себя простейшие процессы, и при этом объясняет аномалии, обозначенные в предыдущем разделе, не выходя за рамки известной физики. Эти модели обсуждаются в работах [13, 249–252], а также во многих других, включая практически все работы нашей рабочей группы. Энергия пер-

вичных гамма-квантов не исчезает после процесса образования пар на фотонах EBL, а переходит ко вторичным электронам (здесь и далее по отношению ко вторичным парам будет использоваться слово «электроны», если не оговорено обратное). Эти электроны, в свою очередь, могут рассеиваться на фотонных полях путём процесса обратного комптоновского рассеяния, тем самым образуя высокоэнергичные вторичные (или каскадные) гамма-кванты.

Межгалактические каскадные модели делятся на два вида в зависимости от типа первичной частицы: электромагнитные каскадные модели (Electromagnetic Cascade Models, ECM), где первичные частицы — гамма-кванты, и адронные каскадные модели (Hadronic Cascade Models, HCM), где первичные частицы — протоны и ядра. Каскадные модели могут использоваться для решения множества астрофизических задач, таких как ограничение параметров EGMF и EBL. HCM можно применять для изучения природы КЛ ПВЭ.

Наиболее простая физически мотивированная ECM предполагает первичный спектр гамма-квантов в виде степенного спектра с экспоненциальным обрывом $\propto E^{-\gamma} e^{-E/E_c}$. Таким образом, она предсказывает наличие в наблюдаемом спектре двух компонентов: достаточно жёсткого компонента от первичных гамма-квантов, которые не поглотились на EBL, и достаточно мягкого каскадного компонента. Разные режимы и характеристики ECM обсуждаются нашей рабочей группой в многочисленных работах. В следующей главе будет дан подробный разбор результатов этих работ.

В HCM первичные протоны или ядра сверхвысоких энергий и предельно высоких энергий ($E > 1$ ЭэВ) образуют вторичные гамма-кванты путём фотопионных процессов и процесса образования пар в поле ядра на фотонах CMB и EBL. Вторичные гамма-кванты и электроны, образованные в этих процессах, инициируют межгалактические ЭМ каскады [13, 14, 252–257].

Для того, чтобы данная модель была применима, необходима не только достаточно маленькая напряжённость EGMF, но также ускорение первичных адронов в источнике до энергий, равных 10 ЭэВ и больше (чтобы достаточная доля их энергии передавалась вторичным гамма-квантам), относительно большая светимость источника, высокая направленность пучка первичных адронов и не слишком большое магнитное поле вокруг блазара (чтобы первичные адроны не отклонялись на большие углы).

Результаты, полученные нашей рабочей группой и мной конкретно в рамках HCM, будут описаны подробно в главе 4.

Глава 3

Электромагнитная каскадная модель

В работе [23] мной вместе с соавторами под руководством Т. Джатдоева были исследованы многие аспекты электромагнитной каскадной модели, а также произведено фитирование наблюдаемых спектров шести экстремальных ТЭВных блазаров с красными смещениями от 0.1 до 0.3, зарегистрированных различными наземными черенковскими телескопами (HEGRA, CAT, Whipple, H.E.S.S. и VERITAS). В ней же мы описали основные режимы электромагнитной каскадной модели. Результаты этой работы и других работ нашей группы по электромагнитной каскадной модели представлены в этой главе. Вычисления, которые приводятся в этой и следующей главах, были выполнены с помощью программного кода ELMAG 2.02 [9] (за исключением некоторых расчётов, использующих другие коды; о них будет сказано отдельно).

3.1 Режимы электромагнитной каскадной модели

Отклонение электронов каскада в EGMF влияет на спектральное, угловое и временное распределения наблюдаемых гамма-квантов от блазаров и определяет характеристики ЕСМ (перечисленные нами в [29]).

На рисунке 3.1 представлена схема развития внегалактического каскада. Пусть единичный гамма-квант γ_0 с первичной энергией E_0 излучается источником S с красным смещением z_s . Сопутствующее расстояние от источника до наблюдателя O обозначено как L_s . Каскад может иметь одно или больше поколений электронов (и, соответственно, гамма-квантов) $(e_1, \gamma_1), (e_2, \gamma_2), \dots, (e_n, \gamma_n)$ (на рис. 3.1 представлена только одна ветвь для каждого поколения каскада). Последний фотон каскада γ_n — наблюдаемый фотон. θ_0 — угол между направлением первого гамма-кванта каскада и линией источник-наблюдатель, θ_n — угол между направлением наблюдаемого гамма-кванта и линией источник-наблюдатель (наблюдаемый угол), δ_n — промежуточный угол отклонения n -го гамма-кванта от направления $(n-1)$ -го гамма-кванта, δ — полный угол отклонения наблюдаемого гамма-кванта от направления первичного гамма-кванта (он же суммарный угол отклонения электронов каскада в EGMF по пути от источника до наблюдателя).

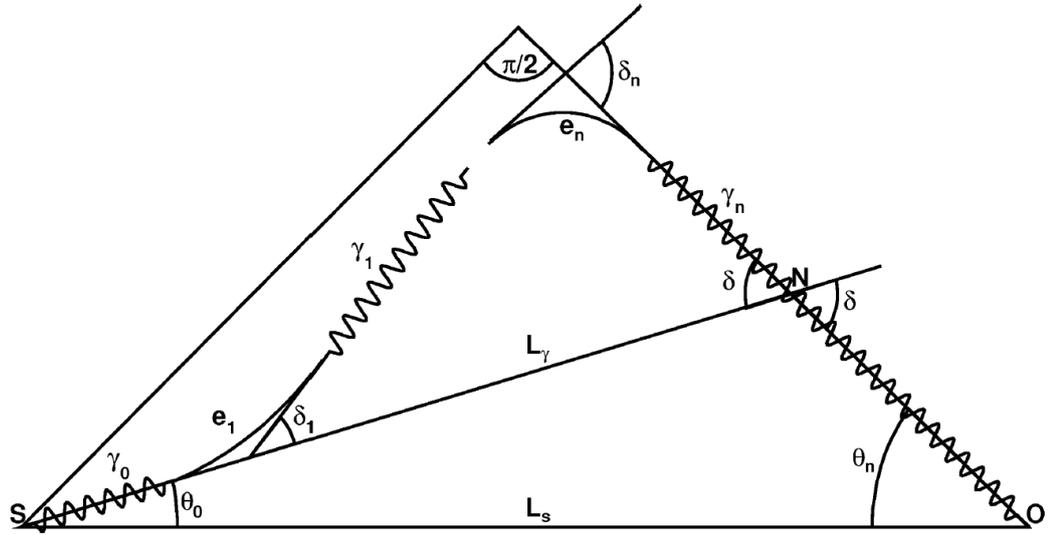


Рисунок 3.1: Схема развития внегалактического электромагнитного каскада [258].

Отклонение электронов каскада в филаментах и войдах EGMF может приводить к возникновению временной задержки между регистрацией прямого гамма-сигнала от источника и регистрацией каскадных фотонов. Величина этой временной задержки была рассчитана в [9] следующим образом:

$$\Delta t \simeq (L_\gamma(1 + \sin \theta_0 / \sin \theta_n) - L_s) / c, \quad (3.1)$$

где c — скорость света.

Если применить к этой формуле приближение малых углов ($\theta \simeq \sin \theta$; $\cos \theta \simeq 1 - \theta^2/2$), можно получить следующую, более упрощённую формулу, которая определяется только значениями L_s , L_γ и δ [28]:

$$\Delta t \simeq \frac{L_\gamma}{2c} \left(1 - \frac{L_\gamma}{L_s}\right) \sin^2 \delta. \quad (3.2)$$

Временная задержка также зависит от энергии первичной частицы (чем больше энергия, тем меньше электроны отклоняются в EGMF и тем меньше задержка). Примерная зависимость временной задержки от энергии родительского гамма-кванта E_0 и напряжённости EGMF B_0 была получена в [3] и выглядит следующим образом:

$$\Delta t \simeq \left[\frac{E_0}{0.1 \text{ [ТэВ]}} \right]^{-5/2} \left[\frac{B_0}{10^{-18} \text{ [Гс]}} \right]^2 \text{ [сек]}. \quad (3.3)$$

В зависимости от энергии первичного гамма-кванта для достаточно далёких источников ($z \geq 0.02$) можно выделить три основных режима развития внегалактического каскада: «режим одного поколения» в случае первичной энергии < 10 ТэВ, «универсальный режим» для первичной энергии от 100 ТэВ до 1 ЭВ,

и возможный «режим экстремальных энергий» (или «режим Клейна-Нишины») при больших значениях первичной энергии.

Если энергия первичного гамма-кванта достаточно маленькая ($E_0 < 10$ ТэВ), то число поколений будет равно 1-2, и тогда можно использовать «приближение одного поколения» [206]. В этом случае энергия, соответствующая максимуму наблюдаемого спектрального распределения энергии (Spectral Energy Distribution, $SED = E^2 dN/dE$) каскадного компонента, будет пропорциональна квадрату первичной энергии: $SED \propto E_0^2$.

В случае же более высоких первичных энергий ($100 \text{ ТэВ} < E_0 < 1 \text{ ЭэВ}$) число поколений точно больше двух, и тогда развитие каскада описывается т. н. универсальным режимом (или «режимом слабой универсальности» [12]). В этом режиме форма наблюдаемого каскадного спектра практически не зависит ни от энергии частицы, инициирующей каскад, ни даже от её типа (это может быть как гамма-квант, так и электрон). Однако, наблюдаемый спектр всё же зависит от красного смещения источника.

Для гамма-квантов сверхвысоких энергий ($E_0 > 1 \text{ ЭэВ}$) может наблюдаться режим «экстремальных энергий». В таком режиме одна из вторичных частиц как процесса образования пар, так и процесса обратного комптоновского рассеяния, приобретает почти всю энергию первичной частицы. Из-за этого ЭМ каскад развивается медленнее и проходит большие расстояния, что приводит к более жёстким наблюдаемым спектрам источника [12]. Помимо этого, на высоких энергиях становятся более заметными т. н. дополнительные процессы, такие как двойное образование пар [259, 260] и образование триплетов [261, 262]. Их влияние на наблюдаемые спектры НСМ будет рассмотрено в конце следующей главы.

Примеры наблюдаемых спектров от первичных моноэнергетичных гамма-квантов разных энергий, хорошо иллюстрирующие разные режимы ЕСМ, представлены на рис. 3.2 (для расчётов использовался программный код ELMAG 2.02 и разработанный нашей рабочей группой код ECS [263]). На рисунке можно видеть как первичный компонент спектров (те первичные гамма-кванты, которые прошли весь путь от источника до наблюдателя и не поглотились), обозначенный отдельными столбиками разных цветов, так и каскадный компонент, обозначенный кривыми соответствующих цветов. Чем больше первичная энергия, тем меньше вклад первичного компонента (из-за поглощения, поскольку при увеличении первичной энергии увеличивается также и оптическая толщина).

Для того чтобы объяснить довольно резкий переход между режимом одного поколения и универсальным режимом, необходимо рассмотреть темп взаимодействия для процесса образования пар (см. формулу 2.4 в предыдущем разделе). Темп взаимодействия для электронов каскада R_e можно ввести аналогично, но используя сечение обратного комптоновского рассеяния (см. [9]). Таким образом,

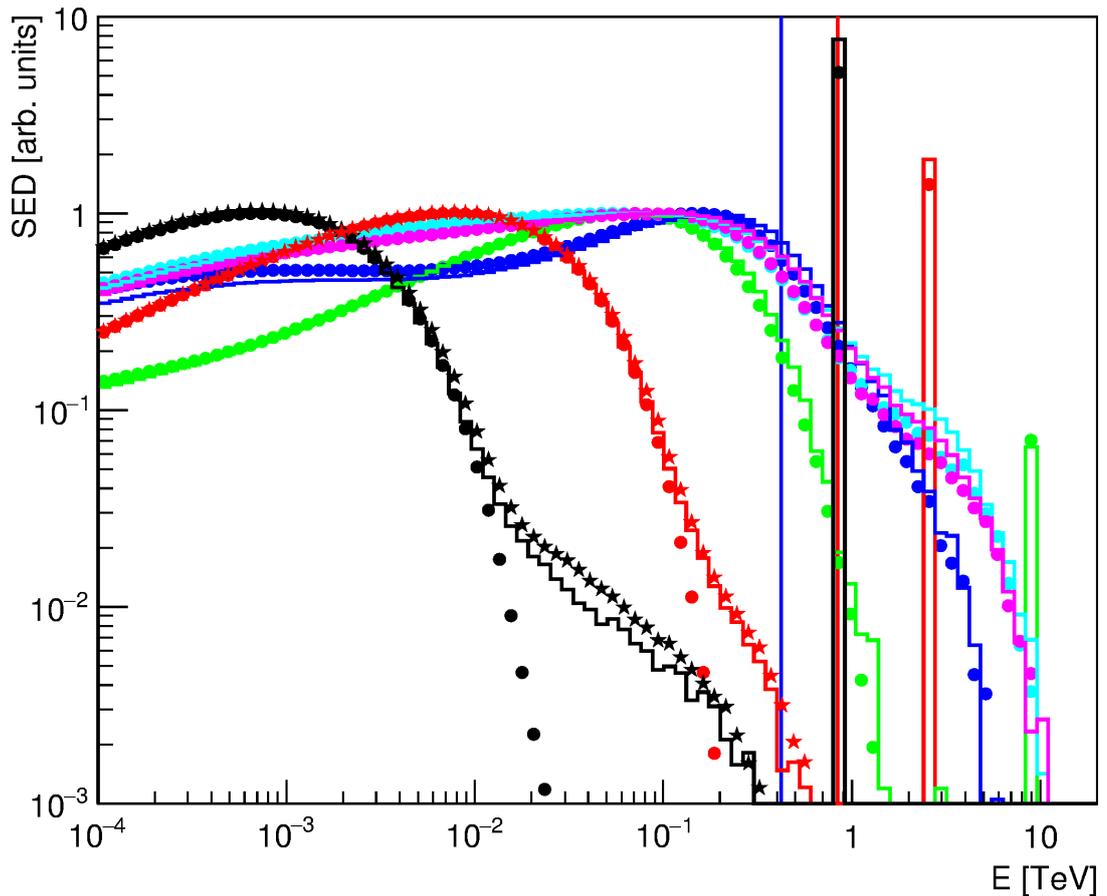


Рисунок 3.2: Наблюдаемые спектры, усреднённые по направлениям прихода, для первичных моноэнергетичных гамма-квантов с разными энергиями E_0 [263]: чёрная кривая соответствует $E_0 = 1$ ТэВ, красная — 3 ТэВ, зелёная — 10 ТэВ, синяя — 30 ТэВ, бирюзовая — 100 ТэВ, пурпурная — 1 ПэВ. Гистограммы обозначают результаты, полученные с помощью кода ELMAG, кружки — с помощью кода ECS (с учётом только обратного комптоновского рассеяния на СМВ), звёздочки (только для $E_0 = 1$ ТэВ и 3 ТэВ) — с помощью кода ECS (с учётом взаимодействий на СМВ и EBL). Вертикальная красная линия соответствует значению энергии 1 ТэВ/(1 + z), синяя — половине этого значения.

можно построить графики темпа взаимодействия фотонов и электронов каскада на фотонах СМВ и EBL. Это было сделано нашей рабочей группой в работах [28] и [30] для разных красных смещений источника и модели EBL [20] (см. рис. 3.3; для электронов минимальная энергия вторичных фотонов была выбрана равной 3 МэВ).

Как видно из рисунка, первичные гамма-кванты с энергией $E_0 < 100$ ТэВ взаимодействуют, в основном, с фотонами EBL. Это происходит из-за того, что средняя энергия фотонов EBL $< \epsilon >$ гораздо больше таковой для СМВ, а процесс образования пар имеет низкоэнергичный порог. В то же время обратное комптоновское рассеяние происходит преимущественно на фотонах СМВ для обоих режимов развития каскада, поскольку для этого процесса нет пороговой

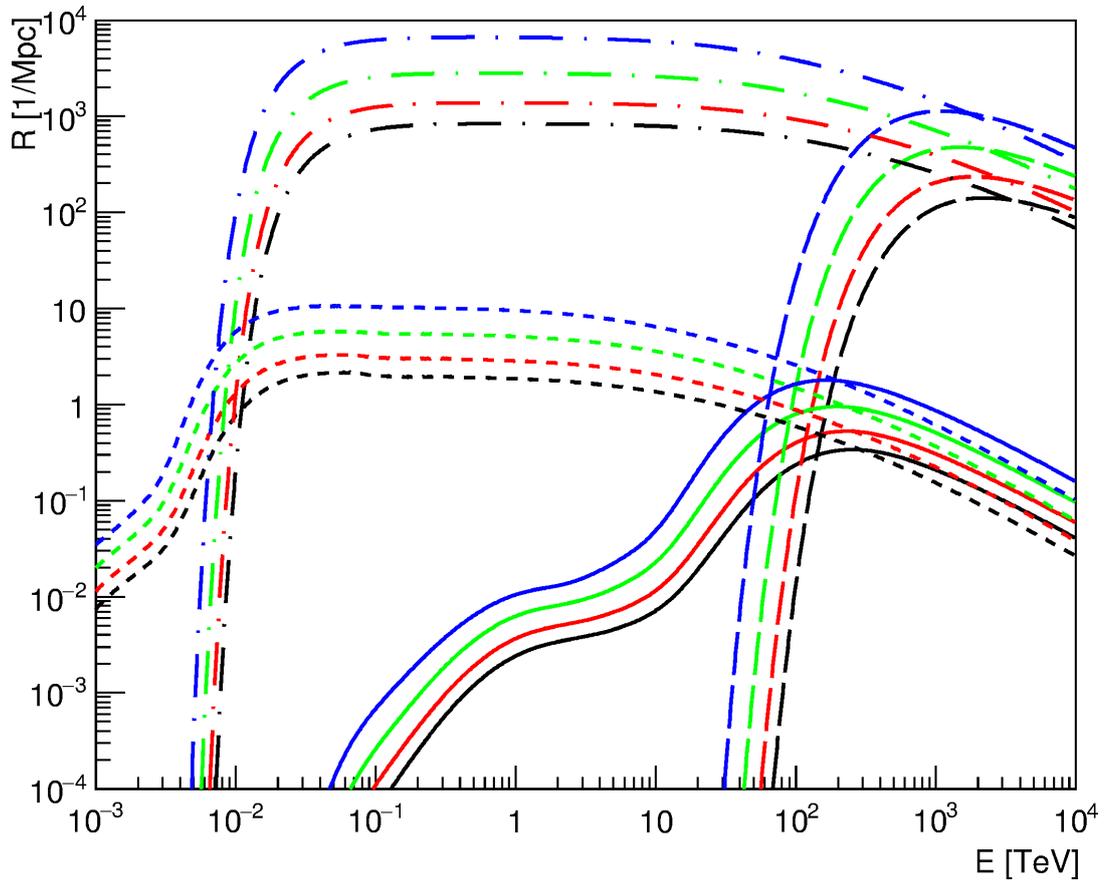


Рисунок 3.3: Темпы взаимодействия для фотонов R_γ (процесс образования пар на фотонах EBL — сплошные кривые, на фотонах SMB — кривые с длинными штриховыми линиями) и электронов R_e (обратное комптоновское рассеяние на фотонах EBL — кривые с короткими штриховыми линиями, на фотонах SMB — штрихпунктирные кривые). Чёрным цветом обозначены кривые, для которых $z_s = 0$, красным — $z_s = 0.186$, зелёным — $z_s = 0.5$, синим — $z_s = 1$.

энергии и концентрация фотонов SMB довольно высока. Также можно заметить, что в диапазоне энергий от 10 до 100 ТэВ происходит резкое увеличение темпа взаимодействий для процесса образования пар. Это обстоятельство объясняет довольно резкий переход между двумя режимами.

Другие возможные классификации ЕСМ по значениям разных параметров были перечислены нами в [27]. Некоторые из них будут также упомянуты в разделе 3 этой главы.

3.2 Моделирование спектров блазаров в ЕСМ

В работе [23] мной вместе с соавторами под руководством Тимура Джатдоева были построены аппроксимации спектров ряда экстремальных ТэВных блазаров в рамках электромагнитной каскадной модели [223]. Первичный спектр гамма-

квантов был выбран в соответствии с формулой $dN/dE_0 \propto E_0^{-\gamma} \exp(-E_0/E_{0c})$, где E_{0c} – порог по энергии.

Для того, чтобы уметь разделять наблюдаемые гамма-кванты от источника и гамма-кванты, образованные во внегалактических каскадах, был модифицирован выходной файл программного кода ELMAG, моделирующего распространение гамма-квантов высоких и очень высоких энергий с учётом каскадных процессов. Этот код был использован для того, чтобы рассчитать базу каскадных спектров на каждом шаге по величине красного смещения dz от гамма-квантов с первичными энергиями, распределёнными равномерно в диапазоне от 100 ГэВ до 100 ТэВ.

Итоговый наблюдаемый спектр, таким образом, будет состоять из двух компонентов: первичного компонента от первичных гамма-квантов, не поглощённых на фотонах EBL и дошедших от источника к наблюдателю, и вторичного каскадного компонента.

Для того, чтобы более наглядно показать почему ЕСМ может объяснить аномалию на высоких энергиях [5], можно ввести модификационный фактор (или фактор усиления потока) $K_B(E)$ (как было сделано в нашей работе [23] по аналогии с [15]), который определяется как отношение между спектрами в ЕСМ $(dN/dE)_{ЕСМ}$ и модели только поглощения $(dN/dE)_{АОМ}$:

$$K_B(E) = \frac{(dN/dE)_{ЕСМ}}{(dN/dE)_{АОМ}}. \quad (3.4)$$

График $K_B(E)$ для блазара 1ES 0347-121 и модели EBL [19] показан на рис. 3.4. Для расчёта модификационного фактора $(dN/dE)_{ЕСМ}$ и $(dN/dE)_{АОМ}$ были интерполированы так, чтобы получить 1000 бинов по энергии. Как видно из рисунка, $K_B(E) > 1$ для $E > 2$ ТэВ, а отношение максимального значения $K_B(E)$ к минимальному составляет примерно 3.5. Таким образом, ЕСМ предсказывает, что интенсивность в оптически толстой области спектра может существенно превышать значение, полученное из фитирования оптически тонкой области экспериментального спектра, как было сделано в рамках модели только поглощения.

Эффект «маскировки» первичного компонента наглядно виден на рис. 3.5. На нём представлено спектральное распределение энергии для блазара 1ES 0347-121, который наблюдался атмосферным черенковским телескопом [264], и его фитирование в рамках электромагнитной каскадной модели. На графике виден как первичный компонент (обозначенный чёрной кривой), так и каскадный (обозначенный зелёной кривой). При этом каскадный компонент, доминирующий на низких энергиях, обеспечивает хорошее согласие фитирования на этих энергиях и «маскирует» более жёсткий первичный компонент в оптически тонкой части спектра. В то же время на высоких энергиях (где $\tau > 2$) жёсткий первичный спектр обеспечивает достаточное число фотонов, чтобы объяснить высокоэнер-

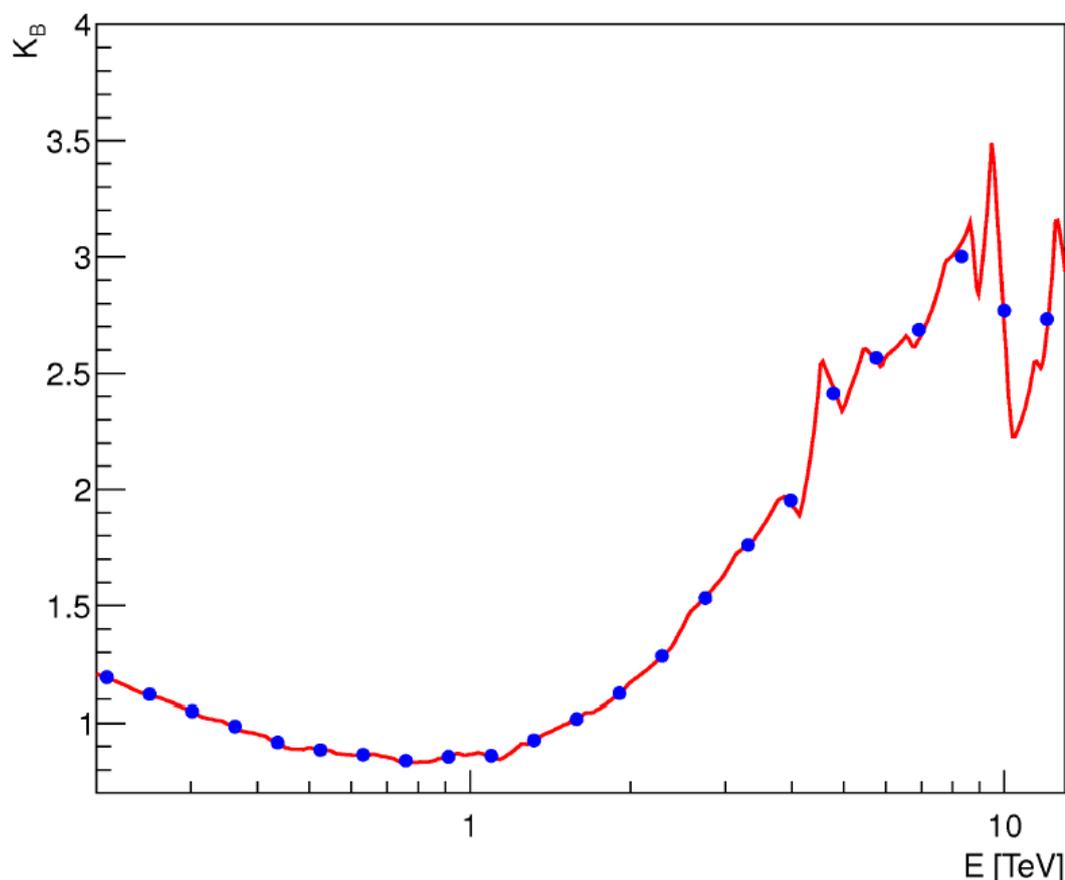


Рисунок 3.4: Фактор усиления потока $K_B(E)$ для блазара 1ES 0347-121 (красная кривая). Синие кружки — значения $K_B(E)$, усреднённые по энергетическим интервалам для уменьшения статистических флуктуаций. График взят из [23].

гичную аномалию [5]. Этот эффект маскировки не обсуждался ранее в литературе и представляет оригинальный результат.

В приложении В работы [23] представлен ряд графиков, демонстрирующих первичный спектр, а также первичный и каскадный компоненты наблюдаемого спектра для разных вариаций первичных спектров. На основании этих графиков можно сделать вывод о том, что вклад каскадного компонента в наблюдаемый спектр будет заметным при энергии 100 ГэВ (типичная пороговая энергия для IACT) в том случае, если первичный спектр достаточно жёсткий (его показатель степенного спектра меньше двух, а энергия высокоэнергичного обрезания больше 10 ТэВ).

Наконец, в приложении А работы [23] нами были модельно проверены границы режима слабой универсальности. Так, каскадная универсальность соблюдается в диапазоне наблюдаемых энергий от 10 ГэВ до 30 ТэВ для четырёх порядков величины первичной энергии (от 100 ТэВ до 1 ЭэВ) с погрешностью $\leq 30\%$, которая не зависит от типа первичной частицы для источников с красным смещением $z_s \geq 0.02$.

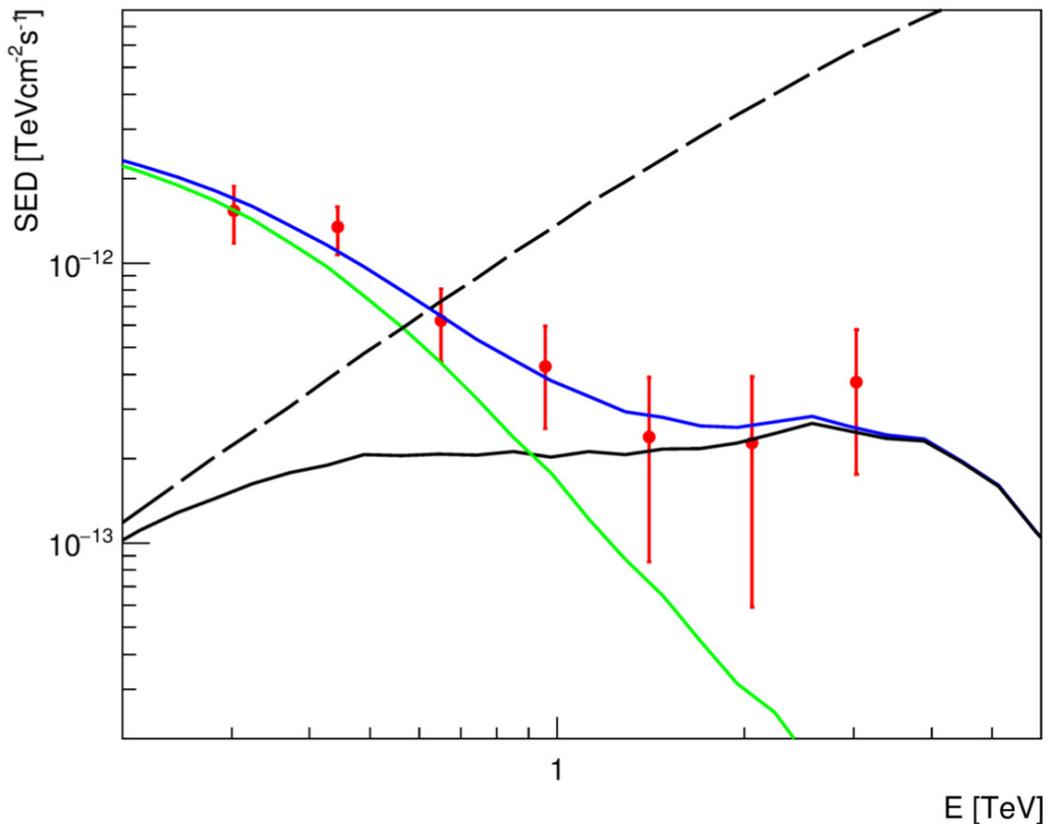


Рисунок 3.5: SED наблюдаемых гамма-квантов от блазара 1ES 0347-121 при нулевом магнитном поле. Чёрная пунктирная кривая обозначает первичный спектр, чёрная сплошная — первичный компонент наблюдаемого спектра, зелёная — каскадный компонент, синяя — суммарное SED, красные точки — данные наблюдений H.E.S.S. [264].

3.3 Характеристики ЕСМ

В зависимости от напряжённости магнитного поля B_0 можно выделить три сценария развития каскада (согласно [211]). Для сильных магнитных полей $B_0 > 10^{-7}$ Гс синхротронное излучение электронов доминирует над процессом обратного комптоновского рассеяния, и каскад не развивается.

Если же $10^{-12} < B_0 < 10^{-7}$ Гс, то электрон-позитронные пары уже могут образовывать каскады. В таком случае угол отклонения каскадных электронов достаточно большой, так что они оказываются изотропизованы и собираются вокруг источника, образуя гало [265]. При этом угловые размеры таких источников будут мало зависеть от напряжённости EGMF.

В случае слабых магнитных полей $B_0 < 10^{-14}$ Гс (например, в войдах крупномасштабной структуры Вселенной) суммарное отклонение электронов бу-

дет гораздо меньше 1 радиана, и гало не будет формироваться. Каскад продолжит развиваться в начальном направлении, расширяясь по мере своего развития. Это так называемый режим каскада, уширенного магнитным полем. В этом режиме угловое распределение наблюдаемых гамма-квантов будет слегка уширено по сравнению с распределением первичных частиц, а каскадный компонент будет вносить значительный вклад в энергетический спектр источника, в определённых областях даже доминируя над первичным компонентом. В этом случае величина уширения напрямую зависит от напряжённости EGMF, поэтому исследование угловых распределений таких каскадов может позволить поставить ограничения на напряжённость EGMF.

В статье [258] мы исследовали угловые характеристики внегалактических каскадов в режиме каскада, уширенного магнитным полем. Нами были получены аналитические приближения для величины наблюдаемого угла θ_n при условии, что энергии частиц последующих поколений каскада намного меньше энергий частиц текущего поколения ($E_{e_k, \gamma_k} \ll E_{e_{k+1}, \gamma_{k+1}}$):

$$\sin(\theta_n) = \sin(\delta) \frac{L_{\gamma_{n-1}}(E_{\gamma_{n-1}}, z_s)}{L_s}. \quad (3.5)$$

Также в этой статье с помощью подпрограммы MINUIT программного кода ROOT [266] нами были получены приближения для среднего свободного пробега гамма-квантов $\langle L_\gamma \rangle$ и для угла отклонения электронов δ (при условии совпадения направления прихода наблюдаемых гамма-квантов и линии источник-наблюдатель) и построены угловые профили источника с красным смещением $z_s = 0.186$, начальной энергией 10 ТэВ, напряжённостью EGMF 0.3 фГс, длиной когерентности 1 Мпк и разных наблюдаемых энергий (с помощью программного кода Cascade Simulation [267]). На рис. 3.6 показано сравнение среднего наблюдаемого угла и угла, в пределах которого можно зарегистрировать 68% наблюдаемых гамма-квантов (θ_{68}), для нашего моделирования с углом θ_{68} внутри функции рассеяния точки (Point Spread Function, PSF) известных современных и проектируемых гамма-телескопов.

Как видно из рисунка, угловой профиль каскада может быть зарегистрирован инструментом GRAINE в области низких энергий (для $E < 10$ ГэВ). Также рисунок демонстрирует хорошее совпадение результата моделирования с аналитическими оценками среднего наблюдаемого угла, полученными в [3]. Помимо этого, для фиксированной наблюдаемой энергии 10 ГэВ мы показали, что результат интегрирования углового профиля каскада по полярному углу θ_p практически не меняется в промежутке $0.03 < \theta_p < 0.3$.

Исследование спектральных особенностей ЕСМ было проведено нашей рабочей группой в [24]. На рис. 3.7 изображен результат расчета наблюдаемого спектра для случая экстремального ТэВного блазара с красным смещением

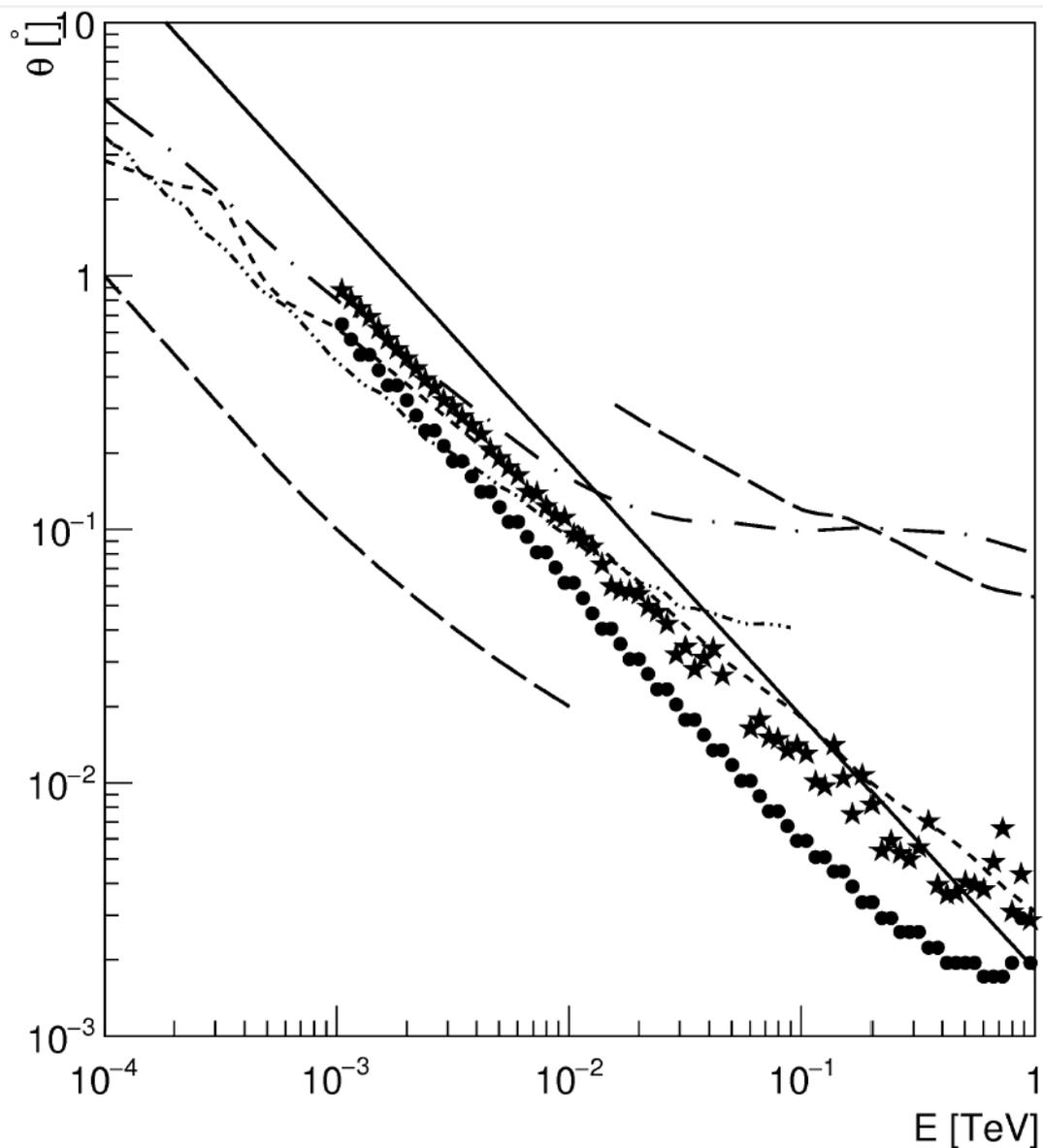


Рисунок 3.6: Сравнение параметров углового распределения моделируемого нами каскада, уширенного магнитным полем, с угловым разрешением различных гамма-телескопов. Кружками обозначены значения угла θ_{68} , в пределах которого можно зарегистрировать 68% наблюдаемых гамма-квантов, для моделируемого каскада и модели EBL [174], звёздочками — средний наблюдаемый угол для тех же параметров каскада $\langle \theta \rangle$, сплошной кривой — тот же угол $\langle \theta \rangle$, рассчитанный по аналитической формуле из [3]. Значение угла PSF гамма-телескопа СТА, в пределах которого он способен зарегистрировать 68% наблюдаемого спектра, [38] показано длинной штриховой кривой (для $E > 20$ ГэВ), аналогичного угла PSF инструмента Fermi LAT (взятого из [34]) — штрихпунктирной линией с двумя точками, угла PSF Fermi LAT (Pass8R2 V6) — длинной штрихпунктирной линией, угла PSF инструмента GAMMA-400 [268] — короткой штриховой линией и угла PSF эмульсионного гамма-телескопа GRAINE [269] — длинной штриховой прямой (для $E < 10$ ГэВ). График взят из [258].

$z = 0.186$ (1ES 1101-232). На нём видны четыре основные особенности спектров в ЕСМ, перечисленные ниже:

I. Высокоэнергичный обрыв спектра, связанный с высокой долей поглощённых первичных гамма-квантов в данной области энергий;

II. Обратный излом (“ankle”), возникающий при пересечении каскадного и первичного компонентов;

III. «Магнитное обрезание», вызванное уширением углового распределения каскадного компонента при распространении через EGMF (только те гамма-кванты, которые приходят с направлений, близких к лучу зрения источник-наблюдатель, классифицируются как принадлежащие данному источнику) и/или временной задержкой каскадных фотонов (задержка важна в случае переменного источника);

IV. Второй обратный излом (“second ankle”), возникающий при пересечении каскадного и первичного компонентов при сравнительно низких энергиях.

Первая особенность, высокоэнергичный обрыв, проявляет себя и для случая модели только поглощения, поэтому её нельзя считать присущей только ЕСМ. Если каскадный компонент не полностью подавлен EGMF, то обратный излом будет присутствовать в спектре независимо от величины магнитного поля. Однако, последние две особенности, магнитное обрезание и второй обратный излом, напрямую зависят от напряжённости EGMF.

3.4 Объяснение известных аномалий наблюдаемых спектров блазаров в рамках ЕСМ

Аномалия на высоких энергиях [5], как было показано в разделе 2 этой главы, может объясняться эффектом «маскировки» первичного компонента.

При определённых значениях напряжённости EGMF ($B_0 < 10^{-14}$ Гс) углы отклонения каскадных электронов достаточно маленькие, чтобы вторичные гамма-кванты вносили свой вклад в угловой размер источника. В таком случае даже те первичные гамма-кванты, которые не были направлены в сторону наблюдателя, могут образовать каскадные электроны. Эти электроны, отклоняясь, образуют вторичные фотоны, которые наблюдатель уже может зарегистрировать, но не с направления источника. Это обстоятельство может объяснить аномально уширенные угловые размеры потоков гамма-квантов от некоторых блазаров, описанные в [215].

Авторы другой аномалии [225] объясняют полученные ими спектральные и временные характеристики блазара наличием межгалактических каскадов при напряжённости магнитного поля $B_0 \simeq 10^{-17} - 10^{-16}$ Гс и максимальной длине корреляции 1 Мпк.

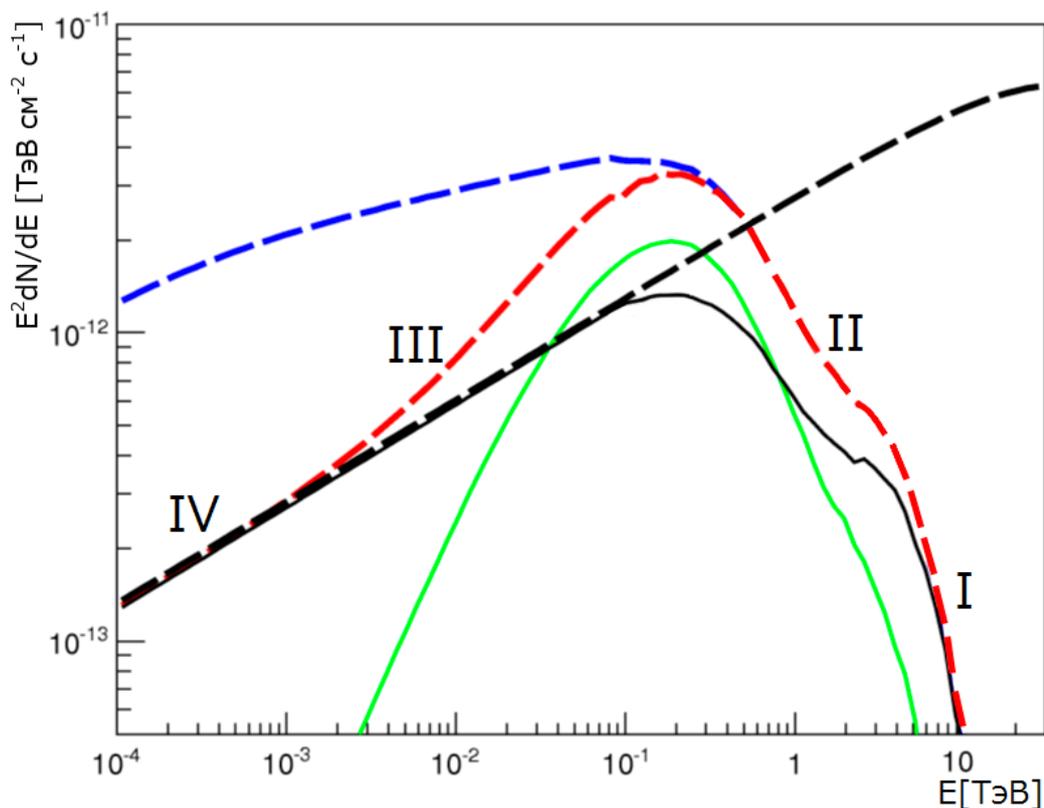


Рисунок 3.7: Расчетный наблюдаемый спектр источника ($z = 0.186$) в электромагнитной каскадной модели. Чёрная пунктирная кривая обозначает первичный спектр источника; зелёная сплошная кривая — каскадный компонент; чёрная сплошная кривая — часть первичного спектра, дошедшая до наблюдателя; синяя пунктирная кривая — наблюдаемый спектр без учета магнитного поля; красная пунктирная кривая — наблюдаемый спектр с учетом магнитного поля ($B = 3 \cdot 10^{-17}$ Гс, максимальная задержка 3 года). Римские цифры обозначают особенности спектра, обсуждаемые в тексте.

Наконец, аномалию [226] также можно объяснить в рамках ЕСМ. Это было сделано нами в [23, 30, 263]. Предположим, что источник расположен в регионе с низкой пустотностью. Тогда каскадный компонент наблюдаемого спектра будет очень сильно подавлен из-за отклонения и задержки электронов в EGMF, и в спектре будет присутствовать только первичный компонент. Этот случай изображён на рис. 3.8 чёрной кривой для источника — блазара 1ES 1218+304 ($z_s = 0.182$) с формой первичного спектра $dN/dE_0 \propto E_0^{-1}$ (в промежутке энергий E_0 от 100 ГэВ до 100 ТэВ). Помимо этого, на графике изображены кривые чувствительностей важнейших гамма-телескопов: H.E.S.S., Fermi LAT и СТА. Из графика видно, что до энергии 500 ГэВ спектр очень жёсткий и не может наблюдаться инструментом Fermi LAT. Даже современные черенковские телескопы, такие как H.E.S.S., смогут зарегистрировать такие источники лишь на пределе своей

чувствительности. Однако, СТА имеет хорошую вероятность зарегистрировать подобные источники.

Если предположить высокую пустотность (салатовые кривые на рис. 3.8 для случая как нулевого, так и ненулевого магнитного поля), то каскадный компонент начинает доминировать на низких энергиях. В таком случае как Fermi LAT, так и черенковские гамма-телескопы, будут способны зарегистрировать интенсивный поток каскадных гамма-квантов, спектр которых имеет степенную форму с показателем γ от 1 до 2 в диапазоне энергий 1 - 100 ГэВ. Таким образом, в рамках ЕСМ можно объяснить как повышенную долю зарегистрированных Fermi LAT источников с пустотностью $V > 0.6$, так и повышенный поток гамма-квантов от этих источников.

Более того, рис. 3.8 позволяет также предсказать существование новой популяции экстремальных ТэВных блазаров с чрезвычайно жёсткими наблюдаемыми спектрами, расположенных преимущественно в областях с низкой пустотностью. Эти источники могут быть зарегистрированы массивом СТА.

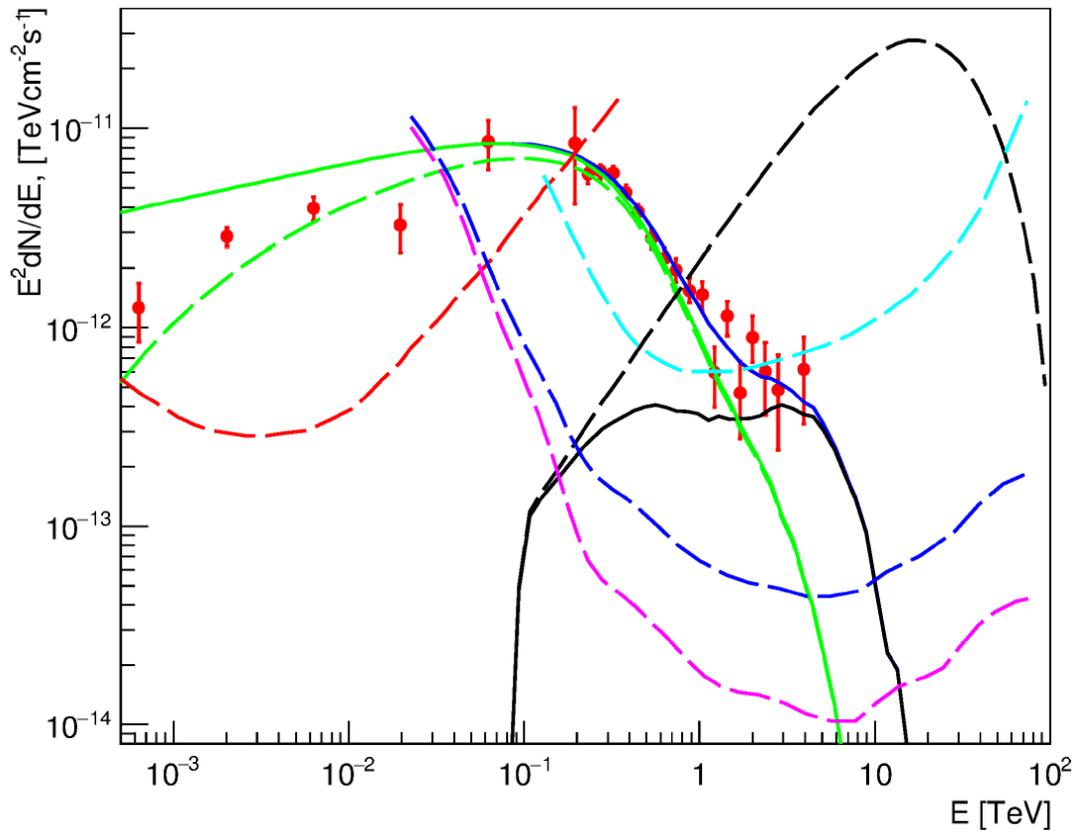


Рисунок 3.8: Сравнение экспериментального спектрального распределения энергии блазара 1ES 1218+304 (красные кружки со статистическими погрешностями), его модельного фитирования (сплошная синяя кривая), а также дифференциальных чувствительностей различных гамма-телескопов (взятых из [270]). Пунктирная чёрная кривая обозначает первичный спектр источника, сплошная чёрная кривая — его первичный компонент, сплошная салатная кривая — его каскадный компонент при $B = 0$, пунктирная салатная кривая — его каскадный компонент при $B = 10^{-16}$ Гс и других параметрах EGMF, взятых из [271], пунктирная красная кривая — чувствительность Fermi LAT (за 10 лет работы), пунктирная голубая кривая — чувствительность H.E.S.S. (за 100 часов работы), пунктирная синяя кривая — чувствительность СТА (за 100 часов работы), пунктирная пурпурная кривая — чувствительность СТА (за 1000 часов работы). График взят из [30].

Глава 4

Адронная каскадная модель

Идея о том, что каскадные гамма-кванты от первичных протонов, ускоренных во внегалактических источниках, могут давать вклад в поток гамма-квантов от этих источников, впервые была предложена [253] и [254], что послужило основой развития внегалактической адронной каскадной модели. Авторы [253], в основном, рассматривали временные характеристики гамма-сигнала и приводили общие соображения о НСМ, в то время как в [254] было показано, что часть наблюдаемых гамма-квантов в НСМ может иметь мультитэВ-ные энергии. Наличие таких высокоэнергичных гамма-квантов обусловлено тем фактом, что часть взаимодействий первичных протонов происходит сравнительно недалеко от наблюдателя, что означает, что каскадные гамма-кванты поглощаются на внегалактических фотонных полях в гораздо меньшей мере, чем в случае первичных гамма-квантов (ЕСМ).

Для исследования НСМ нашей рабочей группой было разработано несколько версий кода, который моделирует прохождение первичных протонов от блазаров в Метагалактике и каскады, инициированные этими первичными протонами по пути к наблюдателю. Каскадные модели, рассмотренные в данной работе, делятся на три типа:

1. Базовая НСМ, в которой первичные частицы – только протоны, а магнитное поле не учитывается,
2. Смешанная НСМ, в которой первичные частицы – протоны и гамма-кванты, а магнитное поле не учитывается,
3. Модифицированная НСМ, в которой первичные частицы – только протоны, а магнитное поле учитывается (или как поле скопления галактик, полностью рассеивающее поток первичных протонов, или с помощью современных моделей EGMF с учётом отклонения протонов).

Разные версии кода реализуют разные вариации адронной каскадной модели. Описание этих моделей, а также результатов моделирования, полученных с их использованием, представляют содержание этой главы. В данной работе

учитываются только первичные протоны, хотя все эти модели справедливы и для первичных ядер.

4.1 Базовая и смешанная адронные каскадные модели

Мы разработали код, основанный на гибридном подходе расчёта характеристик потоков наблюдаемых гамма-квантов от внегалактических источников космических лучей предельно высоких энергий, учитывающем внегалактические каскады. Первым шагом этого подхода является моделирование распространения первичных протонов от источника с красным смещением z_s к наблюдателю с красным смещением $z = 0$ с шагом $\delta z = 10^{-5}$. На каждом шаге рассчитывались средние энергетические потери протонов в соответствии с уравнением 8 из [15], и обновлялось значение энергии протонов. Для базовой адронной каскадной модели учитывались только адиабатические потери протонов и потери, связанные с взаимодействием протонов с фотонами СМВ. Таким образом, полные энергетические потери протона с энергией E_p в единицу времени будут равны:

$$-dE_p/dt = E_p \beta_{Ad} + b, \quad (4.1)$$

$$\beta_{Ad} = H_0 \sqrt{\Omega_m (1+z)^3 + \Omega_\Lambda}, \quad (4.2)$$

$$b = (1+z)^2 b_0 ((1+z)E_p), \quad (4.3)$$

где $H_0 = 67.8 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$, $\Omega_m = 0.308$ [203], $\Omega_\Lambda \simeq 1 - \Omega_m$, и величина $b_0 = -(dE_p/dt)_{pair+pion}$ обозначает фотопионные потери и потери на образование пар (процесс Бете-Гайтлера) на фотонах СМВ при $z = 0$.

Вторым шагом был расчёт спектров частиц, образованных при взаимодействиях первичных протонов с фотонами СМВ. Для этих расчётов мы воспользовались формулами, представленными в [16]. Так, спектр вторичных электронов и позитронов для процесса Бете-Гайтлера представлен формулой:

$$dN_e/dE_e = -\frac{kT}{2\pi^2\gamma_p^3} \int_{(\gamma_p+E_e)^2/2\gamma_p E_e}^{\infty} d\omega \omega \ln(1 - e^{-\omega/(2\gamma_p kT)}) \times \int_{(\gamma_p^2+E_e^2)/2\gamma_p E_e}^{\omega-1} \frac{dE_-}{p_-} \Sigma(\omega, E_-, \xi), \quad (4.4)$$

где k – постоянная Больцмана, $T = (1+z) T_0$ ($T_0 = 2.725 \text{ K}$ – температура СМВ при $z = 0$); $\gamma_p = E_p/m_p c^2$ – Лоренц-фактор протонов; $E_e = E_e^{cm}/m_e c^2$, где

E_e^{cm} — энергия вторичного электрона в сопутствующей системе отсчёта (системе отсчёта, где измеряется E_p); $\omega = (p_p \cdot p_\gamma)/m_e^2 c^2$ — энергия фотона в системе покоя протона в единицах энергии покоя электрона (p_p, p_γ — четырёхимпульсы протона и фотона соответственно); $E_- = E_-^{rf}/m_e c^2$, где E_-^{rf} и $p_-^{rf} = \sqrt{(E_-^{rf})^2/c^2 - m_e^2 c^2}$ — энергия и импульс электрона в системе покоя протона; $p_- = p_-^{rf}/m_p c$; а $\Sigma(\omega, E_-, \xi)$ — двойное дифференциальное сечение как функция энергии и угла испускания электрона в системе покоя протона (см. [272], уравнение 10), а также $\xi = \cos(\theta_-) = (\gamma_p E_-^{rf} - E_e^{cm})/(\gamma_p p_-)$, где угол между импульсами фотона и электрона обозначен как θ_- . Примеры SED вторичных электронов, рассчитанные для случая $z = 0$, показаны на рис. 4.1 для разных значений E_{p0} . Максимум SED для $E_{p0} = 100$ ЭэВ был нормирован на единицу.

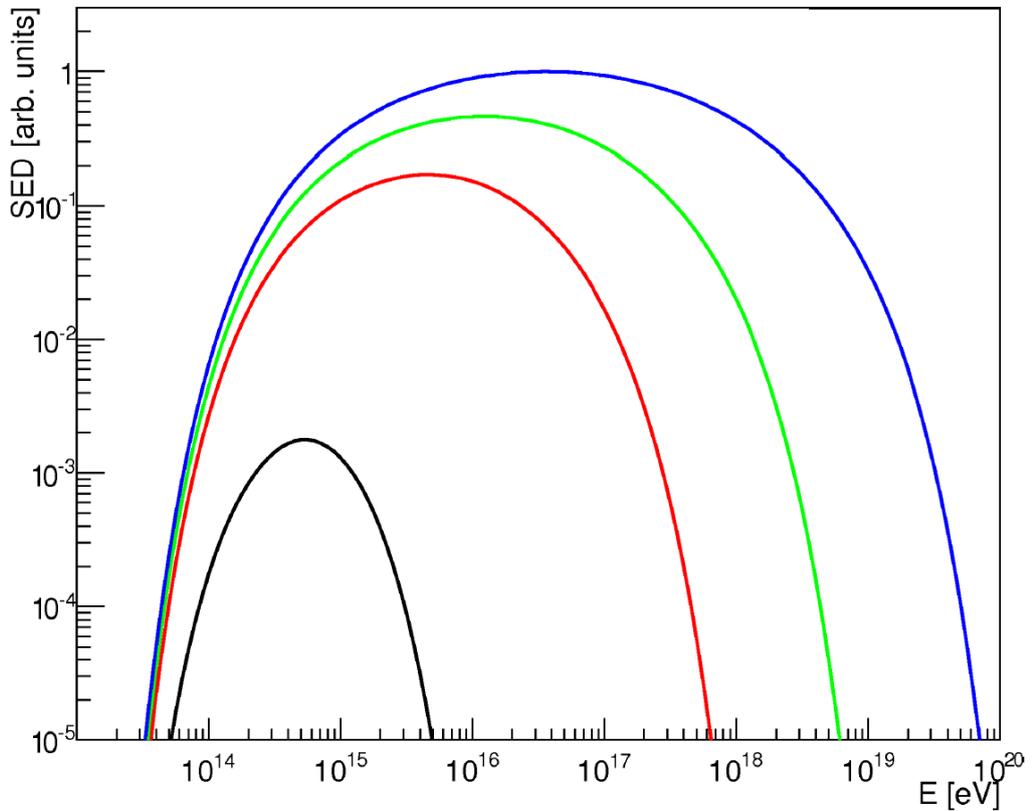


Рисунок 4.1: Спектры вторичных электронов, рождённых в процессе образования пар. Чёрная кривая отвечает первичной энергии протона 1 ЭэВ, красная — 10 ЭэВ, зелёная — 30 ЭэВ, синяя — 100 ЭэВ.

Формулы для учёта фотопионных потерь были также взяты из [16]. С их помощью мы рассчитали спектры различных вторичных частиц ($\gamma, e^+, \nu_e, \nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$) и сравнили их с результатами, представленными в [16] для проверки. Мы пренебрегли учётом спектров от e^- и $\bar{\nu}_e$, поскольку их вклад в общий поток составляет около 0.2% при $z = 0$ и $E_p = 100$ ЭэВ, максимальной энергии протонов, рассматриваемой нами.

Третьим шагом был расчёт спектров наблюдаемых (каскадных) гамма-квантов. Поскольку большая часть вторичных фотонов и электронов имеют энергии больше 100 ТэВ, то применимо предположение об универсальности каскада. Как было объяснено в предыдущей главе, в таком случае наблюдаемый спектр практически не зависит от энергии и типа первичной частицы. Мы использовали такой подход для упрощения и ускорения расчёта наблюдаемых спектров. Используя код ELMAG 2.02 и модель EBL [19], мы рассчитали массив наблюдаемых спектров от первичных гамма-квантов с фиксированной энергией 1 ПэВ для разных величин красного смещения z , распределённых случайным образом равномерно в диапазоне от 0 до 0.3.

Адиабатические потери уменьшают энергию первичных протонов в процессе их распространения, однако, только «активные» потери (потери на процессы образования пар и фотопионные процессы) ответственны за рождение вторичных частиц, которые инициируют каскады (не считая потери на образование нейтрино). Энергию, которая передаётся вторичным частицам первичными протонами на шаге dz , можно выразить следующим образом:

$$\omega(z) = \left(\frac{dE_p}{dz} \right)_{pair+pion} = - \left(\frac{dE_p}{dt} \right)_{pair+pion} \left| \frac{dt}{dz} \right|, \quad (4.5)$$

$$\left| \frac{dt}{dz} \right| = \frac{1}{H_0 \sqrt{\Omega_m(1+z)^3 + \Omega_\Lambda}} \frac{1}{1+z}. \quad (4.6)$$

Поскольку практически все вторичные частицы являются ультрарелятивистскими, то почти вся их энергия может быть передана каскаду (за исключением нейтрино). Некоторые примеры отношения полных потерь протонов $w(z)$ к их значению при $z = 0$ показаны на рис. 4.2 для разных значений первичной энергии протонов. Для больших первичных энергий $E_{p0} > 50$ ЭэВ протоны быстро теряют энергию около источника, пока не достигают относительно низкой энергии, при которой темп дальнейших потерь значительно уменьшается [15]. При этом для $E_{p0} = 10$ ЭэВ или 30 ЭэВ протоны сохраняют значительную часть их энергии вплоть до $z = 0$, и непрерывно и эффективно рождают вторичные частицы на протяжении всего своего пути, даже в непосредственной близости к наблюдателю.

Суммарный наблюдаемый спектр гамма-квантов был рассчитан нами по формуле:

$$\left(\frac{dN}{dE} \right)_{\gamma-obs}(E) = \int_0^{z_s} K_{em}(z) \frac{\omega(z)}{\omega(0)} \left(\frac{dN}{dE} \right)_c(E, z) dz, \quad (4.7)$$

где $K_{em}(z)$ — часть «активных» потерь, передаваемая гамма-квантам и электронам, а $(dN/dE)_c(E, z)$ — универсальный спектр каскада, инициированно-

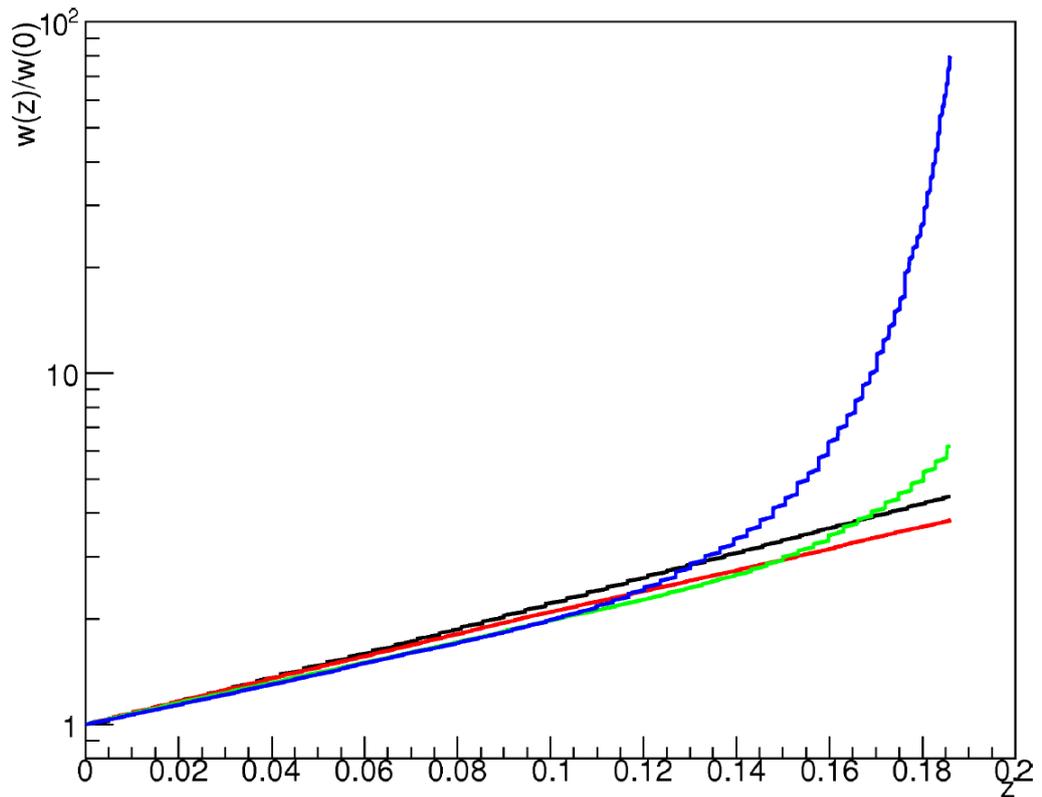


Рисунок 4.2: График отношения полных потерь протонов при красном смещении z к их значению при $z = 0$. Чёрная кривая отвечает первичной энергии протона 10 ЭэВ, красная — 30 ЭэВ, зелёная — 50 ЭэВ, синяя — 100 ЭэВ. График получен для красного смещения источника $z_s = 0.186$.

го в точке с красным смещением z . Для первичной энергии $E_{p0} \leq 30$ ЭэВ K_{em} практически равен единице (рис. 4.3).

Получившееся SED наблюдаемых гамма-квантов от первичных протонов с энергией $E_{p0} = 30$ ЭэВ в базовой адронной модели показано на рис. 4.4. Основные отличительные черты спектра в разных диапазонах энергии выделены прямыми линиями, изображающими дополнительные аппроксимации кривой степенной функцией. Параметры этих аппроксимаций для $E < 200$ ГэВ практически идентичны параметрам для каскадного спектра от первичных гамма-квантов (см. [12]). Для нашего расчёта эти параметры были следующими: $\gamma_1 = 1.60$ до первого излома при $E_{b1} = 230$ МэВ, и $\gamma_2 = 1.85$ до второго излома при $E_{b2} = 200$ ГэВ. Соответствующие значения для ЭМ каскада от первичных гамма-квантов следующие: $\gamma_1 \simeq 1.5$, $E_{b1} \simeq 100$ МэВ, $\gamma_2 \simeq 1.9$, $E_{b2} \simeq 200 - 400$ ГэВ в зависимости от условий фитирования.

Однако, для более высоких энергий, $E > 200$ ГэВ, становится заметным отличие между спектрами базовой адронной и электромагнитной каскадных моделей. Для адронной модели наблюдаемый спектр гораздо более пологий, чем для электромагнитной. Так, показатели спектра в базовой адронной модели $\gamma_3 = 2.40$ для $E_{b2} < E < E_{b3} = 15.2$ ТэВ и $\gamma_4 = 4.00$ для $E > E_{b3}$.

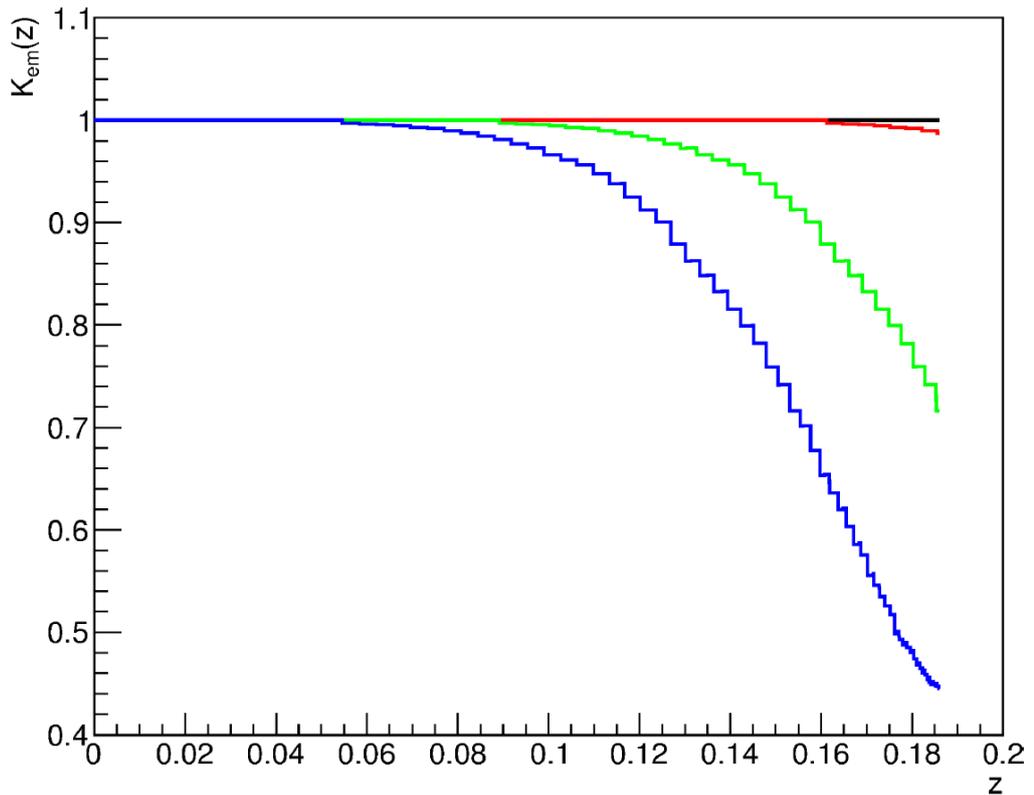


Рисунок 4.3: График зависимости K_{em} от красного смещения z . Чёрная кривая отвечает первичной энергии протона 10 ЭэВ, красная — 30 ЭэВ, зелёная — 50 ЭэВ, синяя — 100 ЭэВ. График получен для красного смещения источника $z_s = 0.186$.

В работе [24] мы провели сравнение аппроксимаций спектров, полученных в рамках электромагнитной и базовой адронной модели для случая блазара 1ES1101-232, наблюдаемый спектр которого был получен черенковским гамма-телескопом H.E.S.S. [2]. Чувствительность этого инструмента недостаточна для того, чтобы различить эти две модели на высоком уровне статистической значимости, поэтому мы также провели моделирование гистограмм количества зарегистрированных фотонов (см. рис. 4.5) для случая наблюдений этого же объекта более чувствительным массивом гамма-телескопов СТА (Cherenkov Telescope Array) [38], предполагая, что полная экспозиция для СТА окажется в 10 раз больше, чем в работе [2]. В области высоких энергий (последние два энергетических бина, обозначенных кружками) базовая каскадная адронная модель предсказывает большее число событий, чем электромагнитная (статистическая значимость 2.7σ).

На рис. 4.6 показаны наблюдаемые SED для различных значений первичной энергии протонов E_{p0} . Для $E_{p0} = 10, 30, 50$ ЭэВ формы спектров практически одинаковы, в то время как для $E_{p0} = 100$ ЭэВ спектр становится более крутым из-за сильного роста $w(z)$ вблизи источника (см. рис. 4.2). Действительно, в этом случае больше энергии передаётся частицам вблизи источника, тем самым, значительная часть электромагнитных каскадов инициируется на сравнительно

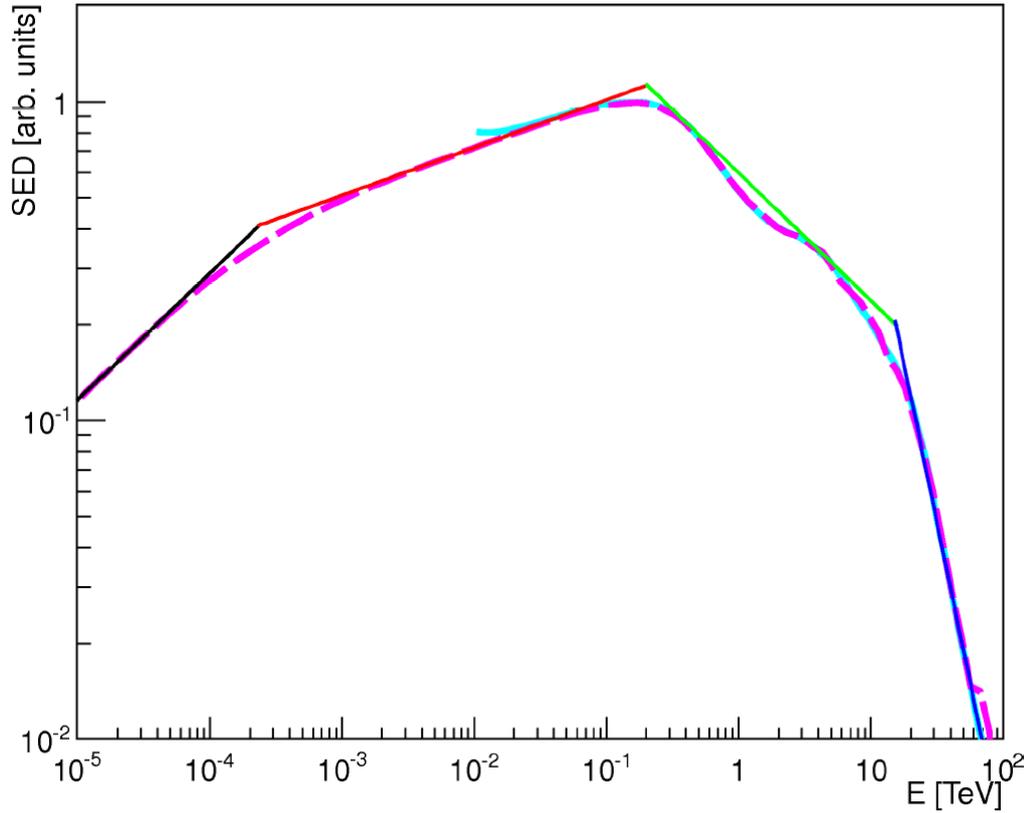


Рисунок 4.4: SED наблюдаемых гамма-квантов в базовой адронной модели. Штриховая пунктирная линия обозначает SED, посчитанный с порогом по энергии $E_{thr} = 10$ МэВ, голубая — SED с порогом 10 ГэВ. Чёрная, красная, зелёная и синяя линии представляют собой аппроксимации разных участков спектра степенной функцией. График получен для красного смещения источника $z_s = 0.186$.

больших расстояниях от наблюдателя, что ведёт к пониженной интенсивности при больших значениях наблюдаемой энергии. Также на этом графике показаны два компонента спектра: суммарный вклад от первичных частиц каскада, образовавшихся при $z < 0.06$, и при $z > 0.06$. Формы этих компонентов во многом определяются зависимостями $w(z)$ (см. рис. 4.2) и $K_{em}(z)$ (см. рис. 4.3) в формуле 4.7, а также тем фактом, что протоны при $E_{p0} > 50$ ЭэВ быстро теряют значительную часть своей энергии около источника благодаря фотопионным потерям.

Помимо предыдущего расчёта, мы также получили наблюдаемый спектр без предположения универсальности каскада: провели полный расчёт. Для этого мы получили массив каскадных спектров от первичных гамма-квантов и электронов с энергиями от 10 ТэВ до 100 ЭэВ. Для первичных энергий от 10 ТэВ до 10 ЭэВ показатели степенного спектра для первичных спектров таких каскадов dN/dE_0 были равны $\gamma_0 = 1$, а для энергий от 10 ЭэВ до 100 ЭэВ они были равны $\gamma_0 = 2$. В этом подходе мы использовали новую базу каскадных спектров: двумерный массив спектров вторичных частиц $\gamma, e^+, \nu_e, \nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$ (образованных в результате

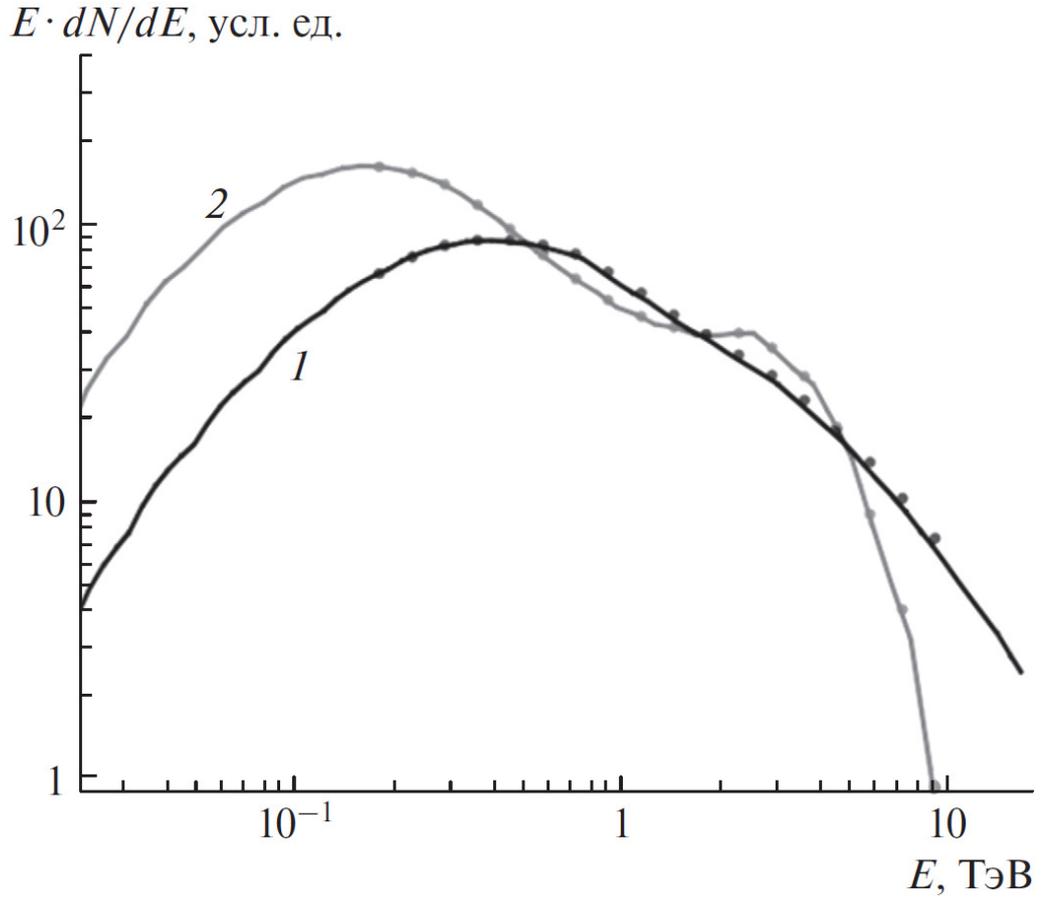


Рисунок 4.5: Расчетный наблюдаемый спектр зарегистрированных фотонов для случая источника с $z_s = 0.186$. Кривая 1 отвечает базовой адронной модели; кривая 2 — электромагнитной модели.

процессов образования пар в поле ядра и фотопионных процессов). Поскольку нас интересуют первичные энергии протонов, меньшие 100 ЭэВ, мы пренебрегли вкладом вторичных e^- и $\bar{\nu}_e$. Эти спектры были рассчитаны для 100 значений первичной энергии протонов от 1 ЭэВ до 100 ЭэВ с логарифмическим шагом и 30 значений красного смещения от 0 до 0.30 (с линейным шагом 0.01). Эти массивы использовались для расчёта наблюдаемого спектра гамма-квантов:

$$\left(\frac{dN}{dE}\right)_{\gamma-obs}(E) = \int_0^{z_s} dz (F_e(E, z) + F_\gamma(E, z)), \quad (4.8)$$

$$F_e(E, z) = \int_0^\infty dE_s \left(\frac{dN}{dE_s}\right)_{e-p}(E_s, z) \left(\frac{dN}{dE}\right)_{e-c}(E_s, E, z), \quad (4.9)$$

$$F_\gamma(E, z) = \int_0^\infty dE_s \left(\frac{dN}{dE_s}\right)_{\gamma-p}(E_s, z) \left(\frac{dN}{dE}\right)_{\gamma-c}(E_s, E, z), \quad (4.10)$$

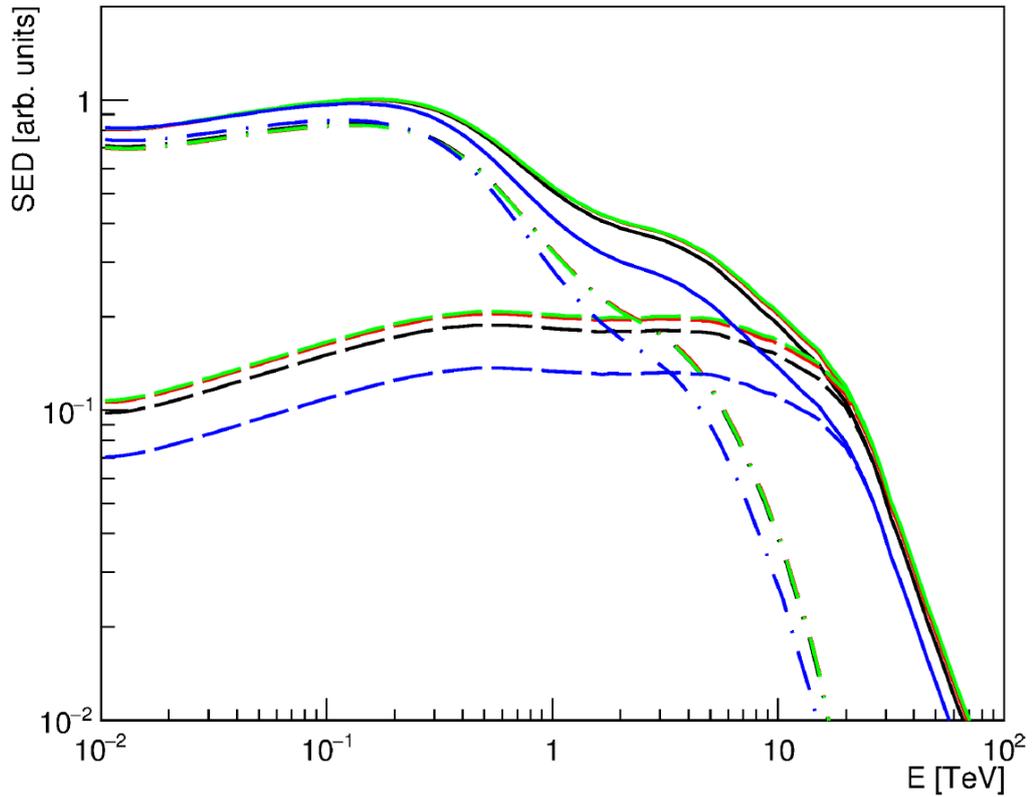


Рисунок 4.6: Наблюдаемые SED в базовой адронной модели для разных значений E_{p0} (сплошные кривые): чёрная кривая соответствует $E_{p0} = 10$ ЭэВ, красная — 30 ЭэВ, зелёная — 50 ЭэВ, синяя — 100 ЭэВ. Также показан отдельный вклад от первичных частиц каскада, образовавшихся при $z < 0.06$ (штриховые кривые) и при $z > 0.06$ (штрихпунктирные кривые).

где $(dN/dE)_{e-c}(E_s, E, z)$ и $(dN/dE)_{\gamma-c}(E_s, E, z)$ — каскадные спектры, форма которых теперь зависит не только от красного смещения z , но также и от первичной энергии E_s и типа первичной частицы. В этих уравнениях $(dN/dE)_{e-p}(E_s, E, z)$ и $(dN/dE)_{\gamma-p}(E_s, E, z)$ — спектры вторичных электронов и гамма-квантов от взаимодействий первичных протонов.

Результаты расчётов — наблюдаемые SED, полученные с помощью полного гибридного кода, — и их сравнение с результатами, полученными в предположении универсальности каскада, показаны на рисунках 4.7 и 4.8 для первичных энергий протонов $E_{p0} = 30$ ЭэВ и 100 ЭэВ соответственно.

Мы также рассмотрели возможность присутствия на пути движения протонов сильного структурированного внегалактического магнитного поля: такого, которое может встречаться в скоплениях галактик. Расстояние (в единицах красного смещения) от источника до такого скопления было принято нами как отдельный параметр расчётов и обозначено как z_c . В этих расчётах мы предположили, что напряжённость магнитного поля в скоплениях галактик достаточно велика, чтобы полностью рассеять поток первичных протонов. Наблюдаемые SED для различных z_c также показаны на рис. 4.7 и 4.8.

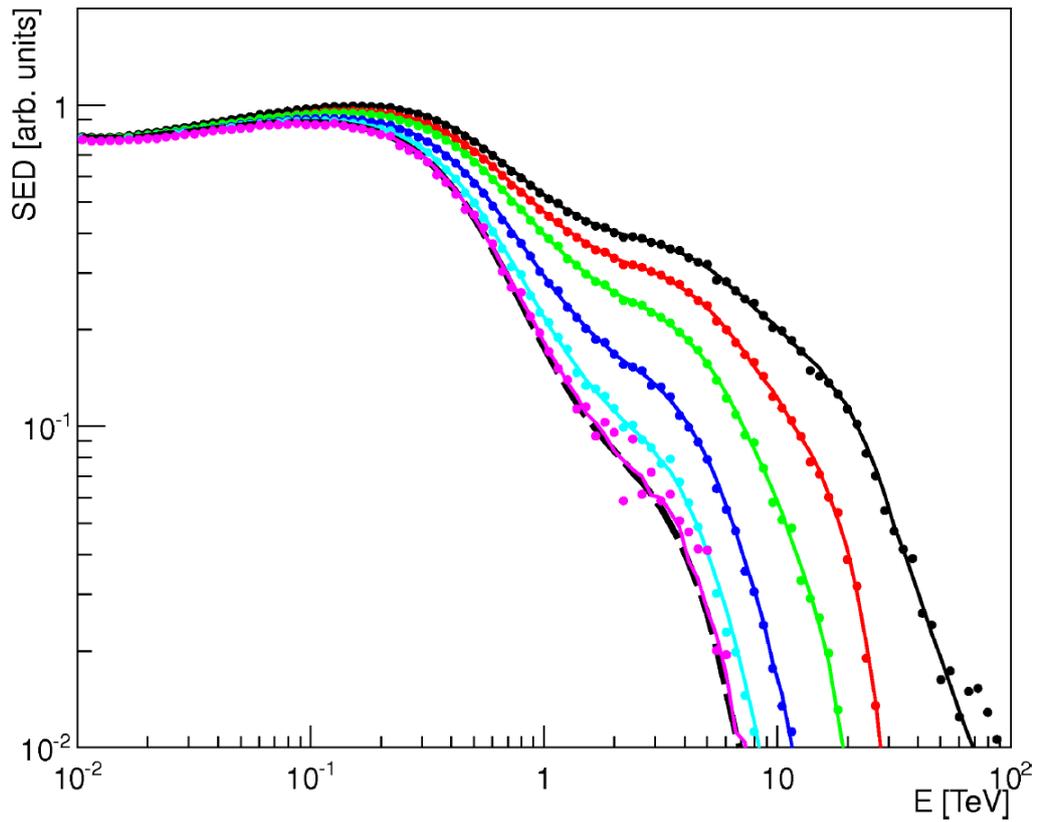


Рисунок 4.7: Сравнение между наблюдаемыми SED, полученными с помощью полного гибридного кода (кружки), с расчётами, полученными в предположении универсальности каскада (сплошные кривые) для различных значений параметра z_c : чёрным цветом обозначено значение $z_c = 0$, красным — $z_c = 0.02$, зелёным — $z_c = 0.05$, синим — $z_c = 0.10$, голубым — $z_c = 0.15$, пурпурным — $z_c = 0.18$. Первичная энергия протонов $E_{p0} = 30$ ЭэВ. Универсальный спектр для случая первичных гамма-квантов с энергией 1 ПэВ показан для сравнения пунктирной чёрной кривой. Все кривые нормированы так, что при энергии $E = 10$ ГэВ они принимают одинаковые значения.

Как видно из рисунков, согласие расчётов, полученных с помощью полного гибридного кода, с расчётами, полученными в предположении универсальности каскада, довольно хорошее для первичной энергии протонов $E_{p0} = 30$ ЭэВ и разных положений промежуточного скопления галактик. Также видно, что для случая, когда положение скопления совпадает с положением источника, наблюдаемый спектр практически совпадает с универсальным спектром в ЕСМ.

Для случая $E_{p0} = 100$ ЭэВ хорошее согласие двух подходов наблюдается для $z_c < 0.05$. Расхождение этих подходов для больших значений z_c обусловлено более жёсткими спектрами электромагнитных каскадов для высоких первичных энергий, $E_{\gamma0} > 1$ ЭэВ. Это связано с тем, что при таких энергиях наступает т. н. «высокоэнергичная стадия развития каскада», в которой частицы передают практически всю свою энергию вторичным частицам, в результате чего

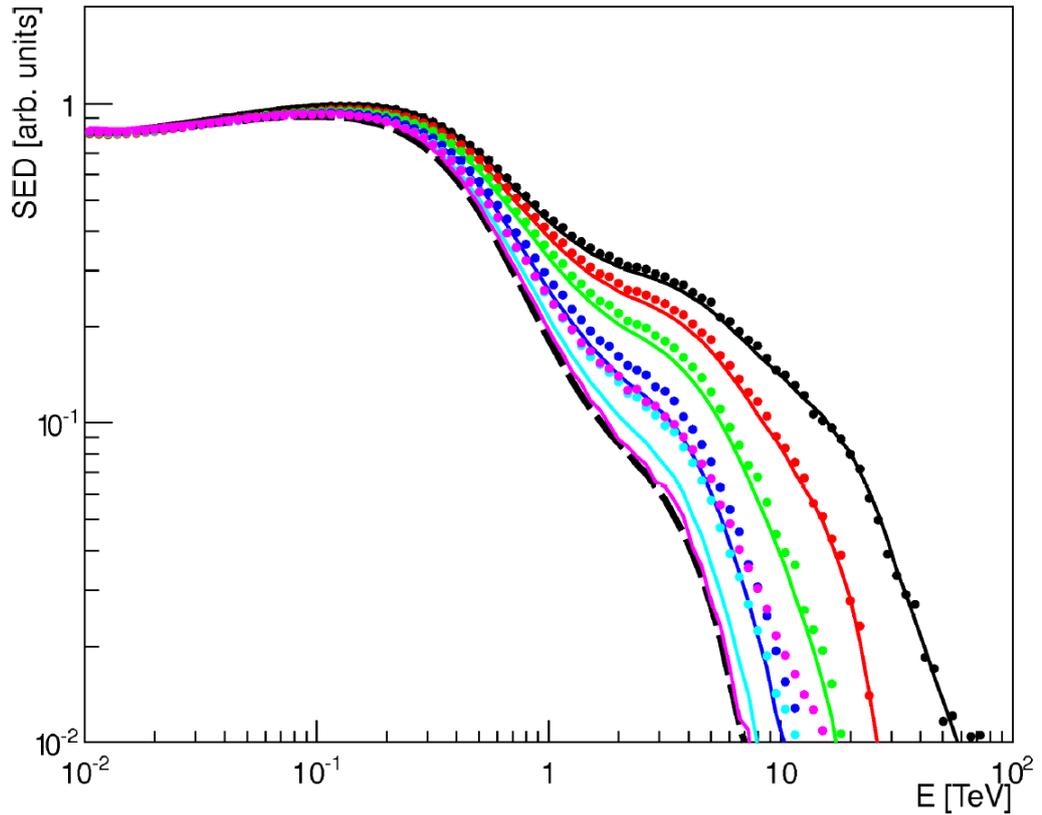


Рисунок 4.8: То же, что и на рис. 4.7, но для первичной энергии протонов $E_{p0} = 100$ ЭэВ.

электромагнитный каскад развивается гораздо медленнее, чем в универсальном режиме. Более подробно стадии развития каскада описаны в конце следующего подраздела.

В работе [23] мы использовали модифицированную адронную модель со скоплением галактик для того, чтобы провести фитирование наблюдаемых спектров ряда экстремальных блазаров с красными смещениями от 0.14 до 0.29. На рис. 4.9 представлено наблюдаемое SED (измеренное черенковским атмосферным гамма-телескопом H.E.S.S. [264]) для источника — блазара 1ES 0347-121 с красным смещением $z_s = 0.188$, а также его фитирование в рамках модифицированной адронной модели со скоплением галактик с первичной энергией протонов $E_{p0} = 30$ ЭэВ. На данном рисунке представлены SED для случаев нулевого магнитного поля, магнитного поля скопления галактик (в предположении, что оно полностью рассеивает протоны), находящегося на разных расстояниях от источника, а также фитирование для случая степенного спектра первичных протонов с энергиями $dN_{p0}/dE_{p0} \propto E_{p0}^{-2}$ от 1 до 100 ЭэВ.

Для источника 1ES 0229+200 ($z_s = 0.14$) нами было проведено сравнение нашего модельного спектра в рамках базовой адронной модели с модельными спектрами других авторов [13], [14] (см. рис. 4.10). Как видно из рисунка, между тремя моделями наблюдается хорошее соответствие.

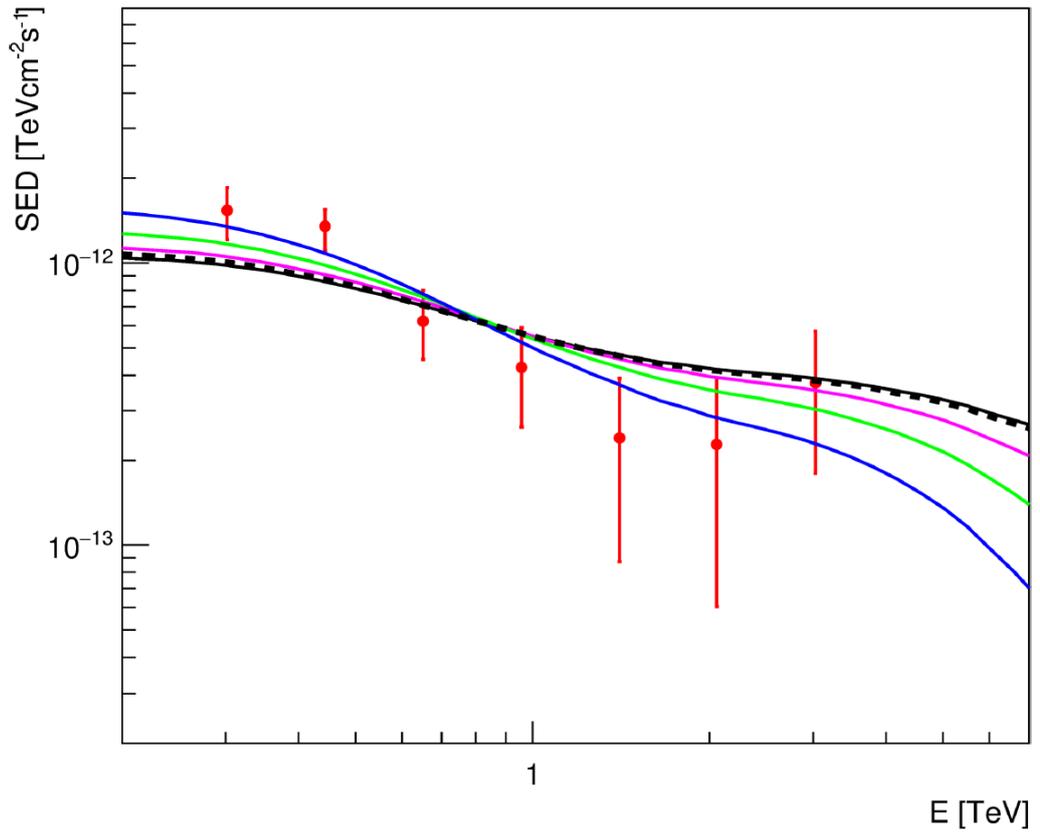


Рисунок 4.9: Фитирование спектрального распределения энергии для источника — блазара 1ES 0347-121 в рамках модифицированной адронной модели со скоплением галактик для различных значений параметра z_c . Красные точки обозначают экспериментальные данные, полученные гамма-телескопом H.E.S.S. Сплошной кривой чёрного цвета обозначено фитирование для моноэнергичной первичной энергии протонов $E_{p0} = 30$ ЭэВ и значения $z_c = 0$, пурпурного — $z_c = 0.02$, зелёного — $z_c = 0.05$, синего — $z_c = 0.10$; пунктирной кривой обозначено фитирование для степенного первичного спектра протонов с энергиями от 1 до 100 ЭэВ и значения $z_c = 0$.

Помимо базовой адронной модели мы также попробовали применить смешанную каскадную модель, в которой часть первичных частиц — протоны, а часть — гамма-кванты. Для реализации этой модели необходимо определить значения четырёх параметров, которые наилучшим образом описывали бы данные наблюдений. Эти четыре параметра — это нормировки первичного компонента от гамма-квантов и каскадного компонента, а также параметров первичного спектра гамма-квантов: показателя степенного спектра γ и пороговой энергии (точнее, энергии, характеризующей высокоэнергетический обрыв спектра) E_{0c} в формуле $dN/dE_0 \propto E_0^{-\gamma} \exp(-E_0/E_{0c})$.

Для решения такой задачи нами был разработан программный код, исполняемый в пакете ROOT и использующий библиотеку Minuit для осуществления градиентной оптимизации. Результат — фитирование наблюдаемого спектра бла-

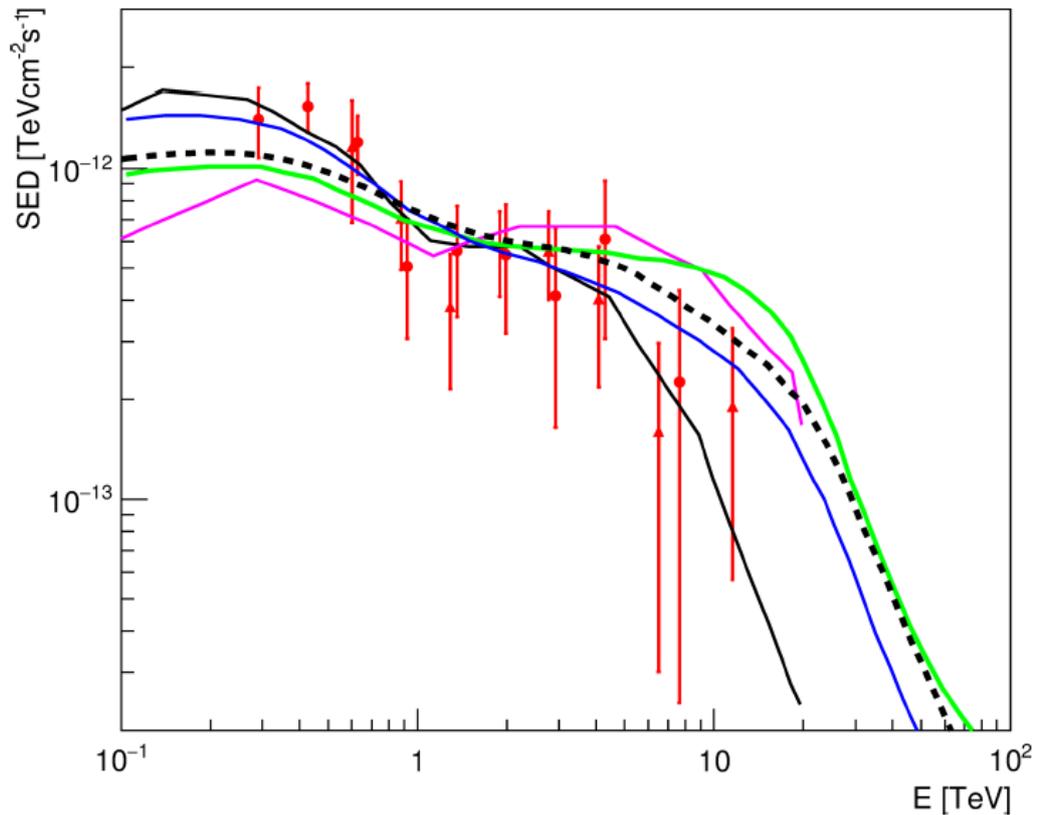


Рисунок 4.10: Сравнение между модельными спектрами базовой адронной модели в нашей работе (чёрная пунктирная кривая, степенной спектр с энергиями от 1 ЭэВ до 100 ЭэВ и показателем $\gamma = -2$) и других работах (сплошные кривые). Чёрная сплошная кривая соответствует результатам [14] с высокой интенсивностью EBL, пурпурная — [14] с низкой интенсивностью EBL; зелёная — результатам [13] с моделью EBL [19], голубая — [13] с моделью EBL [172], вариант best fit.

зара 1ES 0347-121 смешанной каскадной моделью — можно увидеть на рис. 4.11.

В работе [23] также было проведено тестирование модели излучения блазара, описанной в [273]. Центральный объект блазара обычно окружён магнитными полями достаточно больших размеров с относительно высокой напряжённостью. Эти магнитные поля изменяют угловой профиль пучка первичных протонов, тем самым влияя на наблюдаемое излучение от объекта. Полная светимость джета блазара складывается из светимости лептонного и адронного компонентов, а также магнитной светимости. В модели [273] накладывається следующее ограничение на полную светимость адронного компонента излучения блазара: она не должна быть больше магнитной светимости. В контексте этой модели ускоряющиеся протоны привязаны к области с магнитными полями. Таким образом, плотность энергии этих протонов не может быть выше плотности энергии магнитного поля, иначе они покинут эту область и перестанут ускоряться.

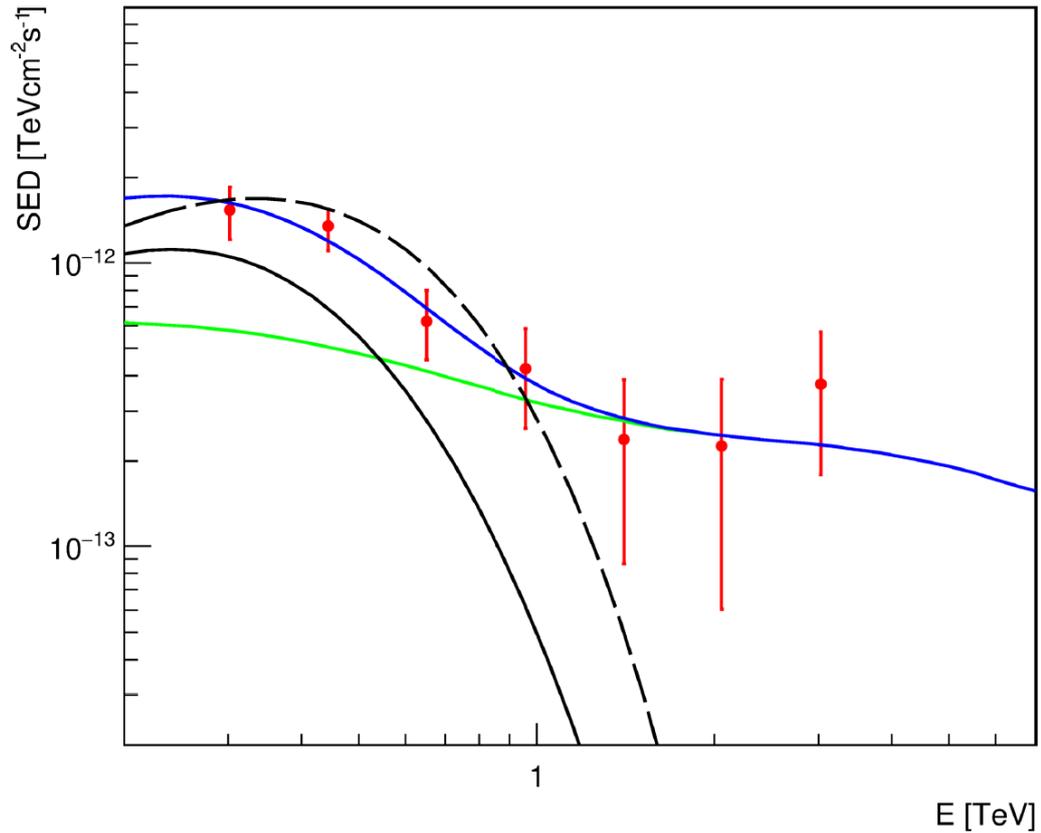


Рисунок 4.11: Фитирование спектрального распределения энергии для источника — блазара 1ES 0347-121 в рамках смешанной адронной модели. Красные точки обозначают экспериментальные данные, полученные гамма-телескопом H.E.S.S. Синяя сплошная кривая обозначает наблюдаемый спектр, чёрная пунктирная — первичный спектр гамма-квантов, чёрная сплошная — часть первичного спектра гамма-квантов, дошедшую до наблюдателя, зелёная сплошная — каскадный компонент.

Параметры излучения, такие как светимости разных компонентов излучения и максимальная энергия ускорения протонов (энергия, при которой они ещё остаются в области, где происходит ускорение), представлены для некоторых экстремальных блазаров в таблице 2 [273] для двух значений лоренц-фактора джета: $\Gamma = 10$ и $\Gamma = 30$. Мы используем эти значения, для того чтобы рассчитать нормированные спектры наблюдаемых гамма-квантов от блазара 1ES 0229+200 в рамках модифицированной адронной со скоплением галактик модели для разных значений параметров напряжённости магнитного поля вокруг центрального объекта блазара B_0 и положения скопления галактик z_c . Нами было взято по 200 значений каждого параметра в диапазонах $1\text{нГс} < B_0 < 0.1\text{мкГс}$ (логарифмический масштаб) и $0 < z_c < 0.14$. Мы предполагаем, что вся энергия вторичных электронов и фотонов передаётся каскадным гамма-квантам. Поскольку для нас актуально поставить ограничение сверху на интенсивность наблюдаемых гамма-квантов от первичных протонов, это предположение оправдано.

Мы проверяем адекватность модели, вычисляя значения χ^2 и соответствующие p -значения для каждой версии наблюдаемого спектра в соответствии с [274]. После этого мы вычисляем Z -значения (или статистическую значимость) также в соответствии с [274]. На рисунке 4.12 показана двумерная карта Z -значений для Лоренц-фактора джета $\Gamma = 10$. Все значения $Z > 10\sigma$ были приравнены к 10σ . Красный участок рисунка в нижнем левом углу соответствует той области параметров, где интенсивность наблюдаемых гамма-квантов гораздо больше той, которая соответствует наблюдениям. Оранжевый участок, представляющий верхнюю часть рисунка, — это область параметров, в которой исследуемая модель исключена. Остальные части рисунка обозначают область допустимых значений параметров. Таким образом, для напряженности магнитного поля $B_0 > 100$ нГс эта модель была исключена с достоверностью $> 7\sigma$.

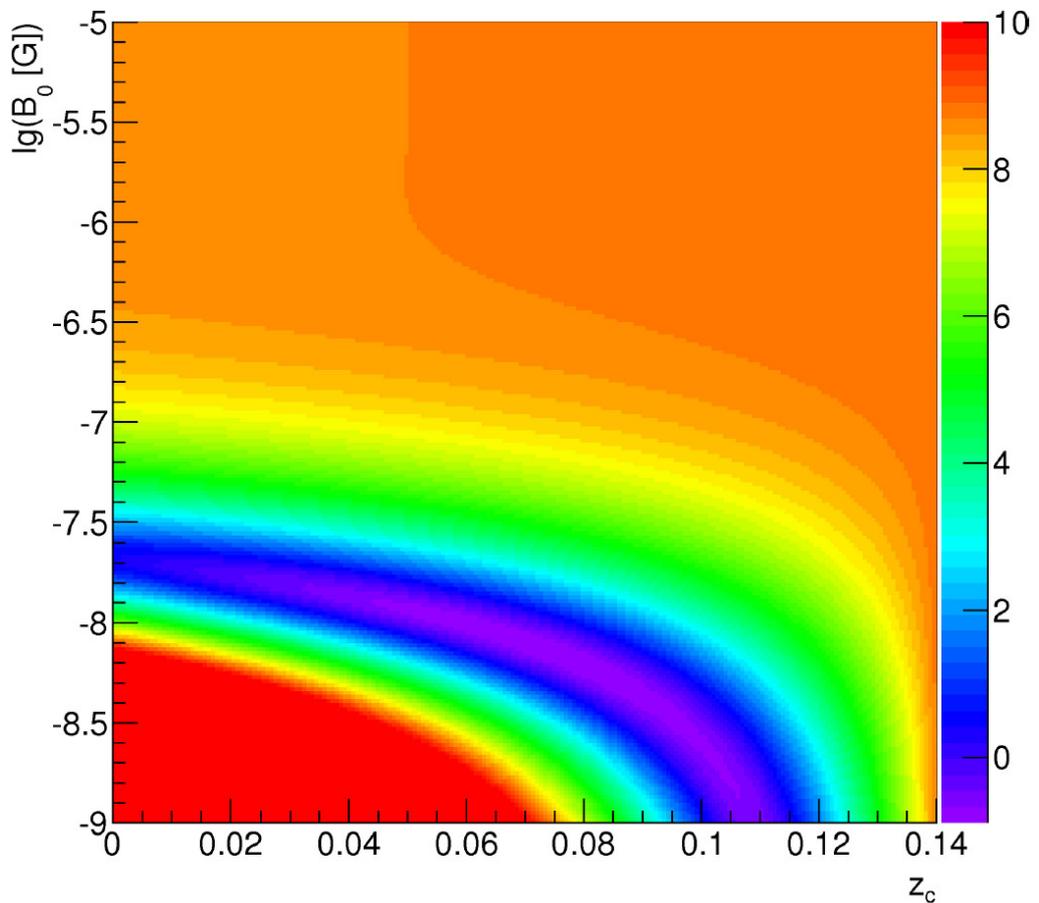


Рисунок 4.12: Статистическая значимость (Z -значение) исключения модифицированной адронной модели, в которой все протоны рассеиваются магнитным полем скопления галактик, для $\Gamma = 10$ и эмиссионной модели [273].

4.2 Модифицированная адронная каскадная модель

Как известно, наблюдаемые угловые размеры гамма-излучения от источника сильно зависят от напряжённости и структуры EGMF. Так, если углы отклонения первичных протонов достаточно маленькие, то наблюдаемый образ источника будет схож с таковым для каскада, уширенного магнитным полем. Поэтому, для дальнейшего исследования НСМ было принято решение использовать более детализованные модели магнитного поля, которые бы гораздо лучше соответствовали крупномасштабной структуре Вселенной. Такие модели были разработаны за последние 20 лет (см. [10, 11, 217, 275–277]), и большинство из них предсказывают сильно неоднородное EGMF ([181, 182]), довольно сильное в скоплениях галактик ($\sim 1 - 10$ мкГс) и филаментах ($\sim 1 - 100$ нГс), и относительно слабое в войдах (< 1 нГс). Также эти модели предсказывают заметное ($\sim 0.1 - 1^\circ$) отклонение протонов предельно высоких энергий, которые прошли в EGMF ~ 100 Мпк. Для данной работы были использованы модели магнитного поля [10] (далее обозначенная как D05) и некоторые из моделей [11] (далее обозначенные как H18).

Целью дальнейшей работы являлось исследование влияния отклонения протонов в сильно неоднородном EGMF, описываемом современными астрофизическими моделями, на наблюдаемые спектральные распределения гамма-квантов и угловые размеры источников. Результаты, представленные далее, были опубликованы в статьях [21, 22]. Перед моделированием мы провели оценки угла отклонения протонов на одном, двух и произвольном числе филаментов.

В последующем исследовании нами не рассматриваются синхротронные потери и отклонение каскадных электронов в EGMF. Как было написано в предыдущей главе, для достаточно сильного магнитного поля (такого как, например, в филаментах EGMF) электроны очень сильно изотропизируются, и каскадные гамма-кванты из-за этого образуют квазиизотропное облако (гало). Вклад такого гало довольно сложно найти в спектрах блазаров [278]. Учёт гало должен увеличить наблюдаемый угловой размер источника по сравнению с рассматриваемой здесь моделью, что только усилит выводы, приводимые в данной диссертационной работе.

Случай отклонения протонов, излучённых источником S, на одном филаменте проиллюстрирован на рис. 4.13 (он также был рассмотрен нами в [25]). Протоны проходят расстояние L_V в EGMF войда, а затем отклоняются филаментом (обозначенном двумя синими параллельными штриховыми линиями). Путь протона обозначен красной линией, угол отклонения протона филаментом — как δ , а угол, под которым испускается первичный протон по отношению к линии источник-наблюдатель, — θ_0 . Наблюдатель O, расположенный на сфере C на расстоянии L_S от источника, регистрирует гамма-кванты от каскадов, инициированных первичным протоном.

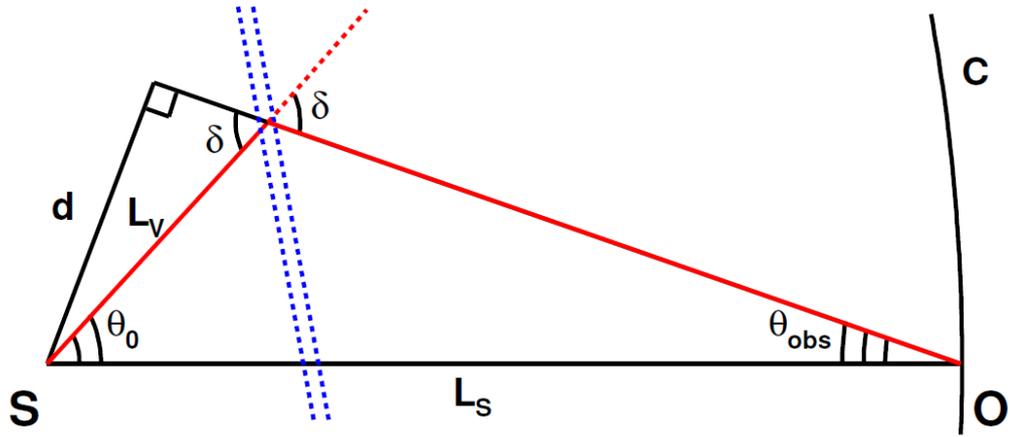


Рисунок 4.13: Геометрическая схема отклонения протонов в адронной каскадной модели на одном филаменте.

Можно экстраполировать путь наблюдаемого гамма-кванта для того, чтобы он образовал прямоугольный треугольник с линией от наблюдателя до первого филамента по направлению первоначального движения протона. Сторона d этого треугольника может быть представлена следующим уравнением:

$$d = L_V \sin(\delta) = L_S \sin(\theta_{obs}), \quad (4.11)$$

где θ_{obs} — это наблюдаемый угол (угол между линией источник-наблюдатель и направлением налетающего наблюдаемого гамма-кванта). Таким образом, можно оценить θ_{obs} так:

$$\sin(\theta_{obs}) = \sin(\delta) \frac{L_V}{L_S}. \quad (4.12)$$

Характерное значение угла отклонения протонов на одном филаменте было оценено в [279]:

$$\delta \approx 1^\circ \frac{B}{1 \text{ нГс}} \frac{40 \text{ ЭэВ}}{E_p/Z} \frac{\sqrt{L_B l_c}}{1 \text{ Мпк}}, \quad (4.13)$$

где B — напряжённость магнитного поля, Z — зарядовое число первичного протона, L_B — толщина филамента, а l_c — длина корреляции для данного магнитного поля. Для $B = 1 \text{ нГс}$, $L_B = 1 \text{ Мпк}$, $l_c = 1 \text{ Мпк}$, мы получаем $\delta = 1^\circ$ при $E = 40 \text{ ЭэВ}$ и $\delta = 1.33^\circ$ при $E = 30 \text{ ЭэВ}$. Наши оценки θ_{obs} для блазара 1ES 1101-232 ($z_s = 0.186$), $\delta = 1^\circ$ и нескольких значений L_V приведены в таблице 4.1 (первая строка). Характерное угловое разрешение IACT составляет примерно 0.1° , так что часть спектра наблюдаемых гамма-квантов будет выходить за границы образа точечного источника.

Теперь рассмотрим случай, где протоны отклоняются двумя последовательными филаментами на пути к наблюдателю (рис. 4.14). Обозначения здесь

Таблица 4.1: Оценки величины наблюдаемого угла θ_{obs} [°] для моделей магнитного поля с разным числом филаментов.

$L_V/L_{V_2}/L$	50 Мпк	100 Мпк	200 Мпк	500 Мпк
один филамент	0.064	0.13	0.25	0.64
два филамента	0.073	0.16	0.37	2.1
n филаментов	0.016	0.045	0.13	0.51

такие же, как и на рис. 4.13, но мы рассматриваем особый случай, где $\theta_0 = 0$, и добавляем между двумя филаментами ещё один войд с диаметром L_{V_2} (диаметр первого войда теперь будет обозначен как L_{V_1}).

По аналогии с 4.11:

$$d = (L_S - L_{V_1}) \sin(\theta_{obs}) = L_{V_2} \sin\left(\frac{\pi}{2} - \alpha\right). \quad (4.14)$$

В то же время

$$\delta + \alpha = \frac{\pi}{2} - \theta_{obs} \Rightarrow \frac{\pi}{2} - \alpha = \delta + \theta_{obs}. \quad (4.15)$$

Учитывая, что $\theta_{obs} \ll \frac{\pi}{2}$ и $\delta \ll \frac{\pi}{2}$, мы получаем следующее:

$$(L_S - L_{V_1})\theta_{obs} \approx L_{V_2}(\delta + \theta_{obs}), \quad (4.16)$$

и, наконец,

$$\theta_{obs} \approx \frac{\delta L_{V_2}}{L_S - L_{V_1} - L_{V_2}}. \quad (4.17)$$

Взяв $L_{V_1} = 50$ Мпк и рассматривая различные значения L_{V_1} , мы оценили θ_{obs} (см. вторую строку таблицы 4.1).

Наконец, мы рассматриваем случай с произвольным числом филаментов $n = L_S/L_V \gg 1$, где суммарный угол отклонения протонов $\delta \simeq \delta_n \sqrt{n}$. Для каскадов, инициированных на расстоянии L от источника, мы получаем:

$$\theta_{obs} \simeq \delta_n \sqrt{\frac{L}{L_V} \frac{L}{L_S}} = \delta \left(\frac{L}{L_S}\right)^{3/2}. \quad (4.18)$$

Численные оценки θ_{obs} для случая n филаментов представлены в третьей строке таблицы 4.1.

Форма наблюдаемого спектра ЭМ каскада в ЕСМ зависит от расстояния между точкой, где каскад был инициирован, и наблюдателем. SED каскадов, инициированных гамма-квантами с энергией $E_0 = 1$ ПэВ, показаны на рис. 4.15 для разных диапазонов красного смещения точки их начала. Эти расчёты были

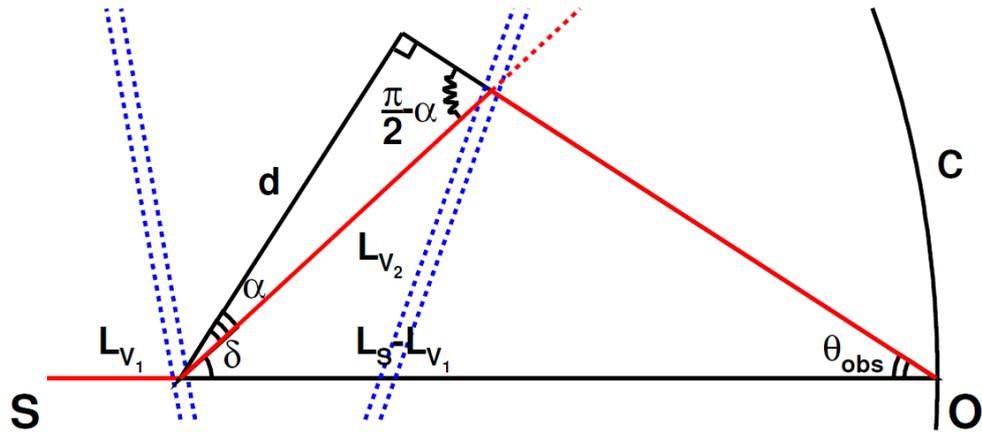


Рисунок 4.14: Геометрическая схема отклонения протонов в адронной каскадной модели на двух филаментах.

сделаны с помощью программного кода ELMAG 2.03 [9]. Распределение при z_0 случайное с однородной функцией плотности вероятности.

Как видно из рисунка, энергия высокоэнергичного образования наблюдаемого спектра зависит от красного смещения. сохраняет характеристики процесса образования пар первичным гамма-квантом при поглощении на фотонах EBL, а именно, обрезание при высоких энергиях, которое зависит от красного смещения. Чем дальше находится точка, в которой был инициирован каскад, тем ниже энергия этого обрезания.

Для рассматриваемых в данной работе параметров соблюдается режим слабой универсальности (наблюдаемый спектр не зависит от типа частиц, но зависит от красного смещения источника z_0 ; см. предыдущую главу). Таким образом, по мере прохождения первичных протонов через EGMF наблюдаемый угловой размер источника увеличивается, а спектр становится всё более жёстким, поскольку каскады образуются всё ближе к наблюдателю. Поэтому, жёсткий компонент наблюдаемого спектра также характеризуется самым широким угловым размером. Это приводит к выводу, что наблюдаемый спектр внутри функции рассеяния точки гамма-телескопа должен иметь характерное обрезание по сравнению со спектром, интегрированным по всем значениям наблюдаемого угла θ_{obs} .

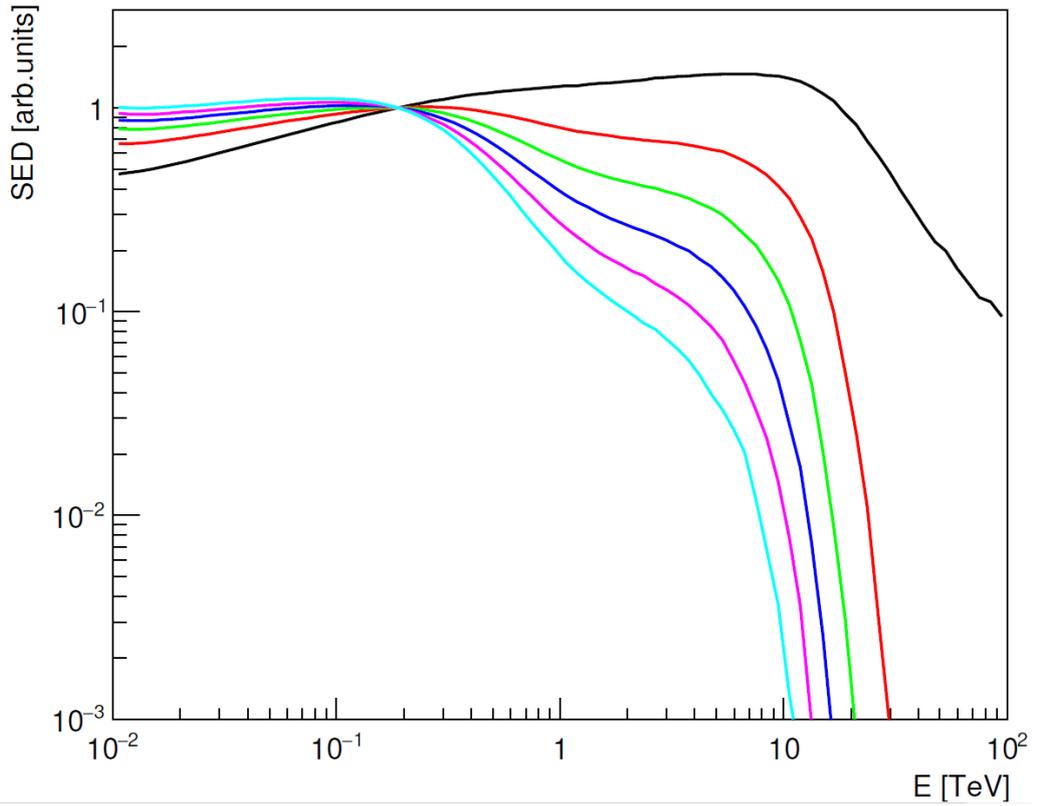


Рисунок 4.15: SED внегалактических ЭМ каскадов для разных интервалов красного смещения точки их начала z_0 . Чёрная кривая обозначает интервал $0.0 < z_0 < 0.03$, красная — $0.03 < z_0 < 0.06$, зелёная — $0.06 < z_0 < 0.09$, синяя — $0.09 < z_0 < 0.12$, лиловая — $0.12 < z_0 < 0.15$, голубая — $0.15 < z_0 < 0.18$. Все кривые были нормированы на единицу при $E = 200$ ГэВ.

Для количественного подтверждения этого качественного вывода я провёл моделирование прохождения протонов через EGMF. Для моделирования я использовал открытый, свободно распространяемый программный код CRPropa3 (Cosmic Ray Propagation Framework version 3) [8]. Этот код учитывает необходимые процессы взаимодействия частиц и рассчитывает потери энергии первичных протонов, связанные с ними, а также отклонения протонов на EGMF на каждом шаге в соответствии с выбранной моделью EGMF. В качестве модели я выбрал D05, которая представлена в CRPropa3 кубическим объёмом $(132 \text{ Мпк})^3$, полученным с помощью кода Quimby [280] и хранимым в качестве отдельного входного файла. Объём магнитного поля повторялся при выходе за границы единичного куба, а все частицы прослеживались до прохождения определённого расстояния (в данном случае 10^3 Мпк). В результате моделирования мной было получено 10^5 траекторий протонов с первичной энергией $E_{p0} = 30$ ЭэВ и начальными координатами, распределёнными случайно и равномерно внутри куба размером $(30 \text{ Мпк})^3$, расположенном в центральной области объёма. Для моделирования я рассматривал изотропное угловое распределение протонов. В случае анизотропного распределения протонов имеет место дополнительный

эффект дефокусировки, который делает наблюдаемый спектр более крутым, тем самым усиливая сделанный ранее вывод.

Далее, я написал гибридный код, который объединяет полуаналитические расчёты потерь энергии протонов при взаимодействиях с фотонными полями со статистическим моделированием (методом Монте-Карло) отклонения протонов в EGMF и внегалактических спектров ЭМ каскадов (ЭМ каскады рассчитывались на каждом шаге наподобие того, как это было сделано для базовой адронной каскадной модели). Координаты, направления и энергии протонов рассчитывались с шагом $\delta z = 10^{-5}$.

Все перечисленные здесь до этого момента расчёты не рассматривали потери первичных протонов на EBL. Поэтому, для дальнейшего исследования гибридный код был изменён так, чтобы включить в него фотопионные потери протонов при взаимодействии с фотонами EBL. Эти потери были рассчитаны в соответствии с формулой 1 из [15] и данными из приложения А к данной статье. В качестве модели EBL была взята модель [20] (в дальнейшем она будет обозначена как G12). Стоит подчеркнуть, что гибридный код не учитывает потери протонов, связанные с процессами Бете-Гайтлера на фотонах EBL (образование пар в поле протона или ядра), поскольку этот процесс является субдоминантным для рассматриваемой нами начальной энергии протонов (30 – 40 ЭВ), и его темп взаимодействия для этих энергий на два порядка меньше темпа взаимодействия для фотопионных потерь на EBL (см. рис. 1 в [17]).

Наблюдаемый спектр гамма-квантов рассчитывался по той же формуле, что и в предыдущем моделировании (см. 4.7). Однако, теперь к «активным» потерям на образование пар протонами на CMB и фотопионным потерям на CMB также были добавлены и фотопионные потери на EBL.

С использованием кода ELMAG 2.03 и модели EBL G12 мной была обновлена база каскадных спектров в универсальном режиме ECM $(dN/dE_c)(E, z)$ с первичной энергией 1 ПэВ и красным смещением z , распределённым случайно и равномерно в диапазоне от 0 до 0.30 (в предыдущей версии использовался код ELMAG 2.02 и модель EBL [19], которая в дальнейшем будет обозначена как KD10). Эта база затем использовалась для расчёта наблюдаемого спектра по формуле 4.7.

Другие современные коды, реализующие моделирование внегалактических каскадов и находящиеся в публичном доступе, имеют более расширенный функционал, чем ELMAG 2.03. Так, код [281] учитывает радио фон, а код [267] вместе с новой версией кода ELMAG (3.01) [282] позволяют проводить реалистичное моделирование трёхмерной структуры внегалактических ЭМ каскадов. Однако, в пределах данного исследования возможностей кода ELMAG 2.03 достаточно для выполнения главных целей исследования (а именно, рассчитать энергетиче-

ские спектры внегалактических ЭМ каскадов). Помимо этого, код ELMAG 2.03 обладает большой скоростью, надёжностью и простотой в использовании.

Геометрию моего моделирования можно приблизительно свести к наблюдателю, находящемуся на сфере (обозначенной как C на рис. 4.13 и 4.14), центром которой является источник, а сопутствующее расстояние от источника до наблюдателя представляет собой радиус сферы. Наблюдаемые гамма-кванты регистрируются при пересечении сферы. Таким образом, сферическая симметрия такой геометрии позволяет заметно упростить расчёты для случая изотропного углового распределения протонов.

На финальном этапе я рассчитываю и вывожу в отдельный файл значения наблюдаемого угла θ_{obs} для каждой моделируемой траектории протона (с шагом 5 Мпк). Эти файлы-таблицы в дальнейшем используются для расчёта наблюдаемого углового размера источника.

Для расчёта SED для экстремального ТэВного блазара 1ES 1101-232 с $z_s = 0.186$ в модифицированной HCM я выбрал характерный размер PSF атмосферных черенковских гамма-телескопов $\Theta_{PSF} = 0.1^\circ$ и не учитывал те наблюдаемые гамма-кванты, которые не укладывались внутри такого значения PSF (то есть учитывались только гамма-кванты, для которых $\Theta_{obs} < \Theta_{PSF}$). Полученный результат (обозначенный синей кривой) показан на рис. 4.16. На том же графике для сравнения показаны интегральный SED в рамках базовой HCM, для которого не накладывались никакие условия для наблюдаемого угла (чёрная кривая) и универсального режима ECM (красная кривая). Все кривые получены для модели EBL KD10.

Как можно видеть из рисунка, наблюдаемый спектр в рамках базовой HCM гораздо более жёсткий, чем спектр в универсальном режиме ECM. Как было написано выше, это вызвано тем, что часть каскадов инициируется протонами довольно близко к наблюдателю, и эти каскады имеют более жёсткие спектры. По сути, это аналогично тому, что источник становится ближе к наблюдателю, уменьшая влияние эффекта поглощения гамма-квантов на наблюдаемый спектр.

Однако, после учёта отклонения протонов ситуация существенно меняется. Для модифицированной HCM наблюдаемый спектр обрезается при $E \sim 10$ ТэВ. Это происходит из-за относительно большого углового размера наблюдаемого гамма-излучения от каскадов, инициированных первичными протонами сравнительно недалеко от наблюдателя. Таким образом, результаты, показанные на рис. 4.16, подтверждают гипотезы, высказанные в начале этого раздела.

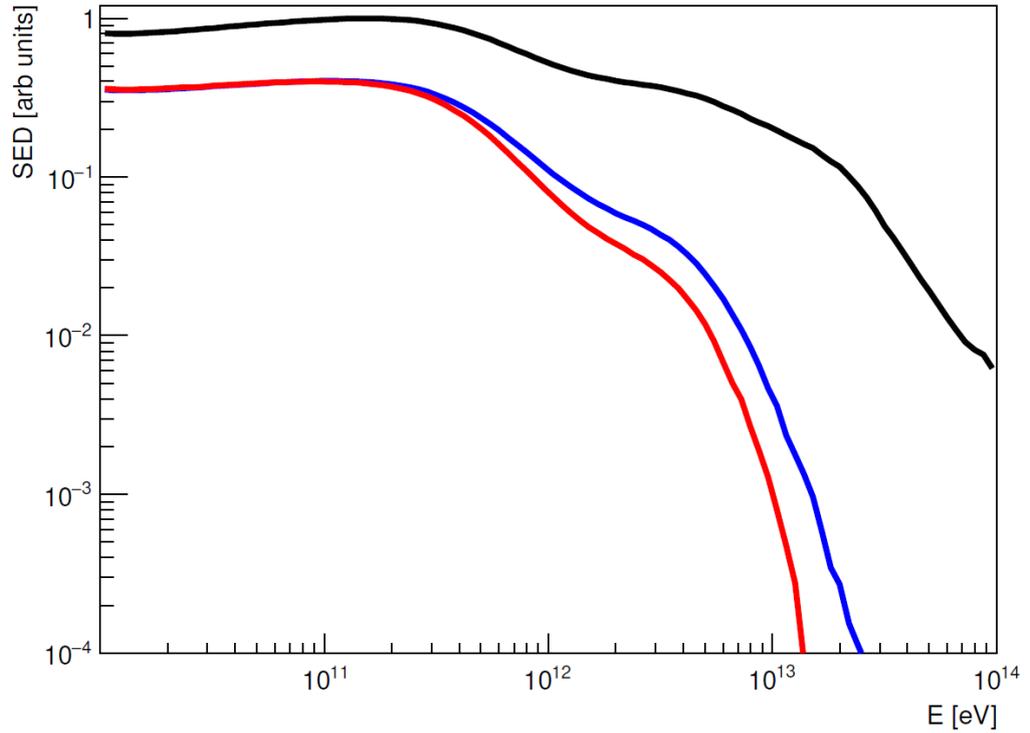


Рисунок 4.16: Наблюдаемые SED в рамках внегалактических каскадных моделей для источника 1ES 1101-232 с $z_s = 0.186$ и модели EBL KD10. Чёрная кривая обозначает SED в рамках базовой адронной каскадной модели, синяя кривая — SED в рамках модифицированной адронной каскадной модели, красная кривая — SED в рамках электромагнитной каскадной модели (универсальный режим).

На рис. 4.17 представлены результаты похожего расчёта, но только для модели EBL G12. Наблюдаемые SED для случая модели EBL KD10 были рассчитаны путём усреднения 10^4 траекторий протонов, а для случая модели EBL G12 — 10^3 траекторий протонов. В приложении А статьи [21] нами было показано, что 10^3 траекторий протонов достаточно для того, чтобы получить стабильные результаты для $E < 30$ ТэВ. Также можно заметить, что разница между спектром модифицированной НСМ и универсальным спектром ЕСМ сравнима с разницей между универсальными спектрами ЕСМ для разных моделей EBL.

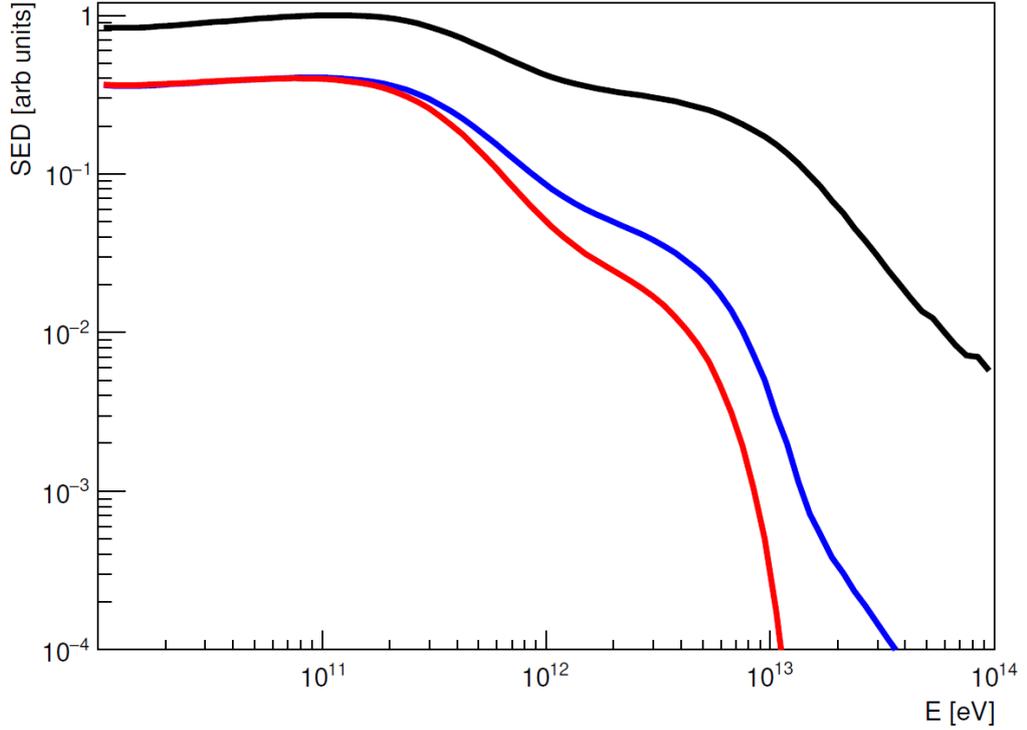


Рисунок 4.17: Расчёт, аналогичный представленному на рис. 4.16, однако, проведённый для модели EBL G12. Все обозначения соответствуют обозначениям на 4.16.

Также мы рассчитали факторы усиления потока $K_{Boost}(E)$ для адронных моделей и моделей, включающих аксионоподобные частицы (в работах [7] и [21]). В [21] для адронных моделей спектр модели только поглощения был взят из рис. 12 [23] (верхняя левая часть) и для модели EBL G12. Помимо этого, нами был рассчитаны $K_{Boost}(E)$ для двух моделей, включающих $\gamma \rightarrow$ ALP осцилляции, в соответствии с рис. 3 [229] (второй ряд, левая часть). Эти модели были разработаны авторами для $z = 0.188$, длины когерентности EGMF, равной 4 Мпк, и двух значений $\xi \equiv (B_0[\text{нГс}])(10^{11}[\text{ГэВ}]/M)$ (здесь $M = 1/g$, а g — константа смешивания $\gamma -$ ALP). Авторами [229] предполагалась эволюция напряжённости EGMF $B = B_0(1 + z)^2$ и модель EBL [168]. Полученные факторы усиления потока для энергетического диапазона от 100 ГэВ до 10 ТэВ представлены на рис. 4.18.

Для базовой адронной модели фактор усиления потока сравним с аналогичными факторами для моделей смешивания $\gamma -$ ALP. Таким образом, в рамках базовой НСМ внегалактические каскады, инициированные первичными протонами, действительно представляют собой опасный источник фона в поисках аксионоподобных частиц. Однако, для модифицированной НСМ, K_{Boost} при $E > 3$ ТэВ значительно меньше этого фактора для моделей смешивания $\gamma -$ ALP, что позволяет разделять эти модели.

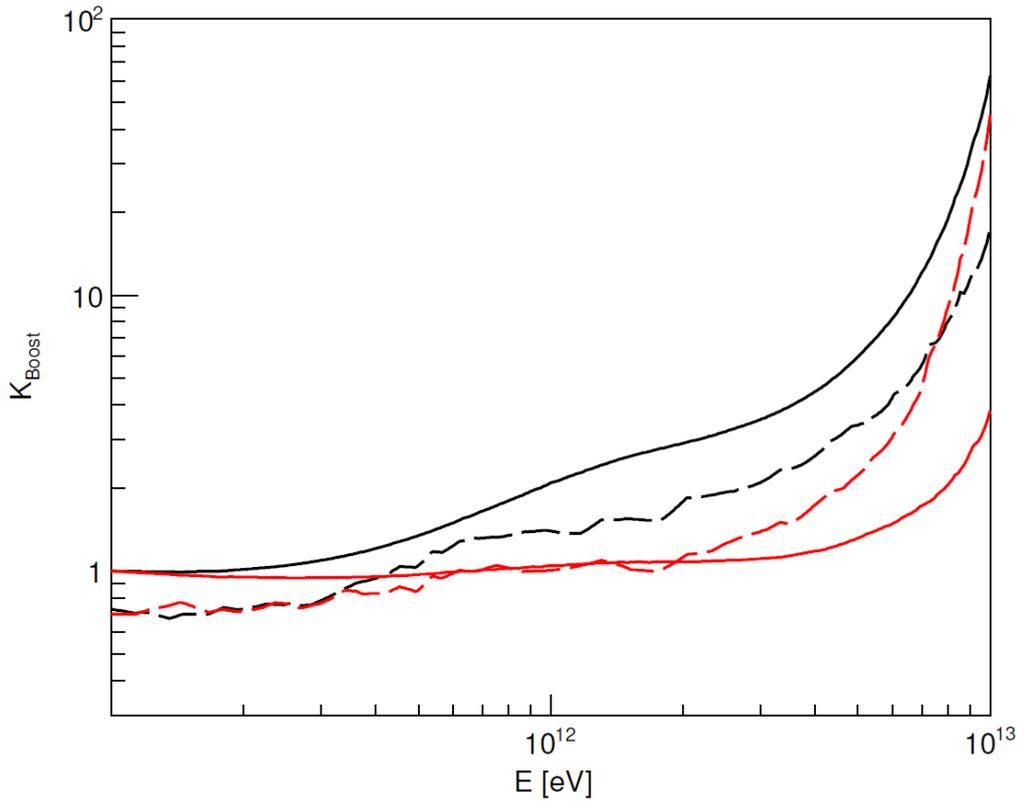


Рисунок 4.18: Факторы усиления потока для базовой (чёрная сплошная кривая) и модифицированной (красная сплошная кривая) HCM, а также для двух моделей, включающий $\gamma \rightarrow$ ALP осцилляции, с параметрами $\xi = 5.0$ (красная пунктирная кривая) и $\xi = 0.5$ (чёрная пунктирная кривая).

Ширина PSF большинства современных детекторов гамма-квантов зависит от энергии. Это влияет на форму наблюдаемых SED в рамках модифицированной HCM. На рис. 4.19 представлено сравнение SED для упрощённого постоянного PSF с $\Theta_{PSF} = 0.1^\circ$ с более реалистичным PSF инструмента H.E.S.S. [283] для моделей EBL G12 (статистика — 10^4 траекторий протонов) и KD10 (статистика — 10^3 траекторий протонов). PSF инструмента H.E.S.S. становится более широким при более низких энергиях, поэтому интенсивность на низких энергиях становится больше, чем для PSF с $\Theta_{PSF} = 0.1^\circ$. Таким образом, для более реалистичного PSF наблюдаемый спектр становится менее жёстким, чем в случае PSF, не зависящего от энергии.

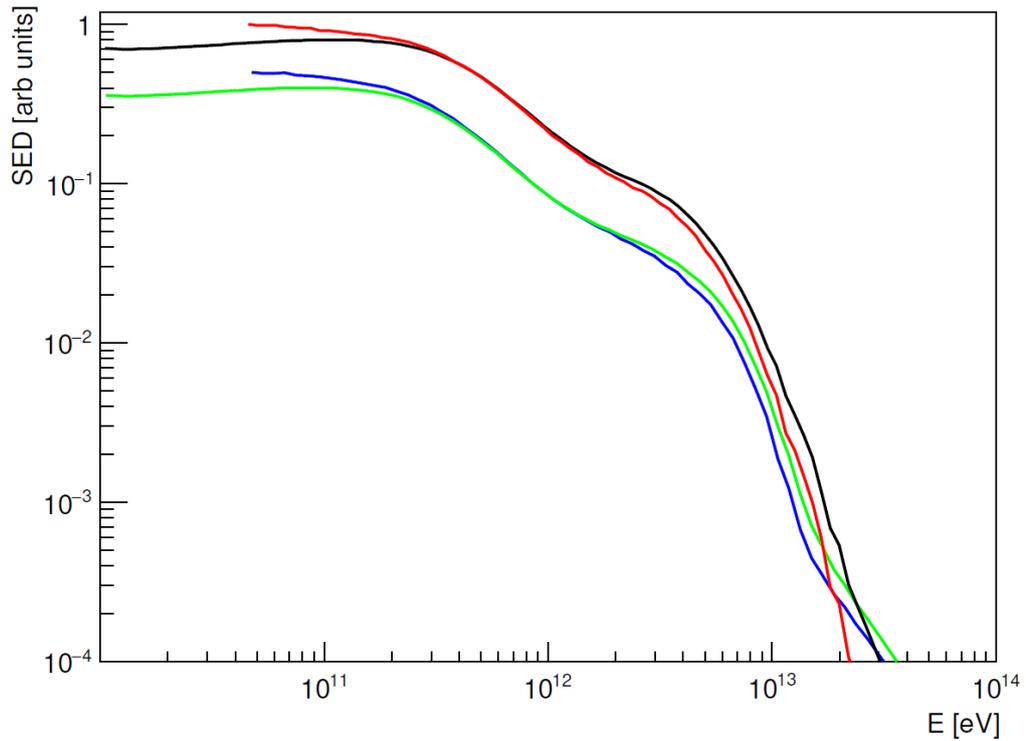


Рисунок 4.19: Сравнение SED для случая упрощённой PSF ($\Theta_{PSF} = 0.1^\circ$) и для случая реалистичной PSF (инструмента H.E.S.S.) в рамках модифицированной HCM. Чёрная кривая обозначает SED для случая упрощённой PSF и модели EBL KD10, зелёная кривая — то же самое для модели EBL G12. Красная кривая обозначает SED для PSF инструмента H.E.S.S. и модели EBL KD10, синяя кривая — то же самое для модели EBL G12. SED для различных моделей EBL были отделены друг от друга умножением на 2 для более наглядного представления.

Также для наглядности мы провели фитирование SED экстремального ТэВ-ного блазара 1ES 1101-232 ($z_s = 0.186$), зарегистрированного гамма-телескопом H.E.S.S. [2], и его повторного анализа [284] модельными кривыми в рамках модифицированной HCM для двух моделей EBL и реалистичного PSF инструмента H.E.S.S. (рис. 4.20). На рис. 4.21 показано то же сравнение, но на этот раз для блазара 1ES 0347-121 ($z_s = 0.188$), также зарегистрированного гамма-телескопом H.E.S.S. [264]. Для обоих блазаров видно хорошее согласие между наблюдаемыми и модельными SED (за исключением небольшого избытка событий в области высоких энергий).

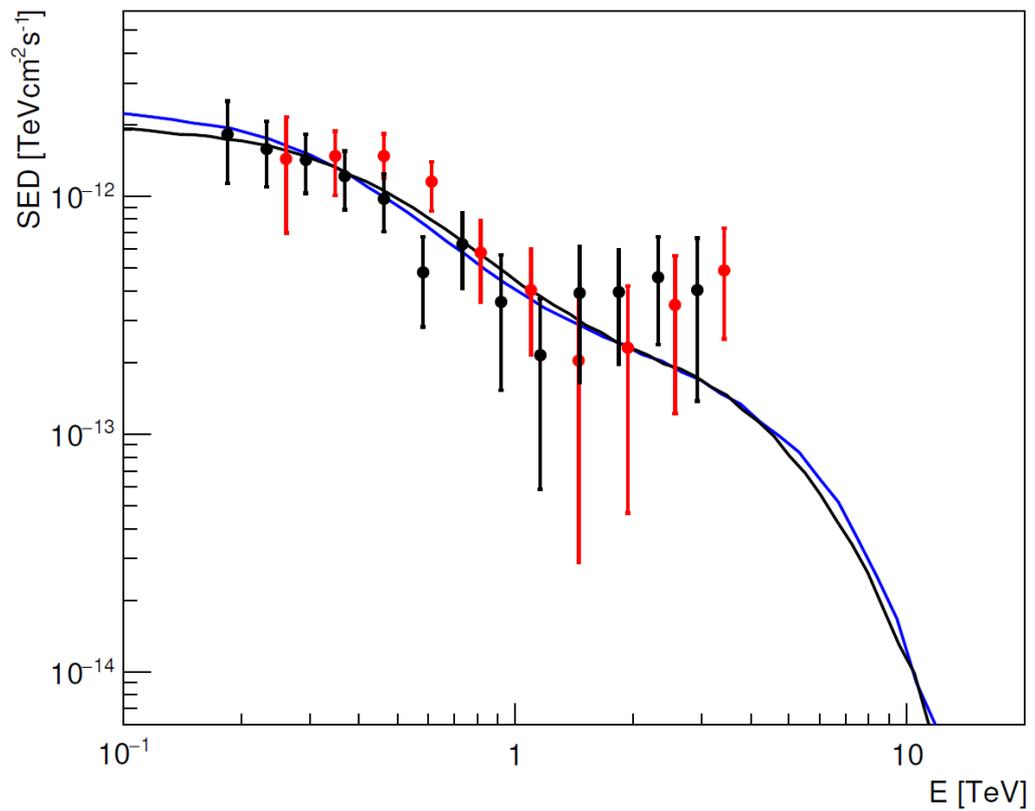


Рисунок 4.20: SED источника 1ES1101-232, измеренные гамма-телескопом H.E.S.S.: кружки обозначают измерения, столбики — погрешности этих измерений. Результаты анализа [2] показаны чёрным цветом, результаты повторного анализа [284] — красным. Чёрная кривая обозначает SED в рамках модифицированной HCM для PSF инструмента H.E.S.S. и модели EBL KD10, синяя кривая — то же самое, только для модели EBL G12.

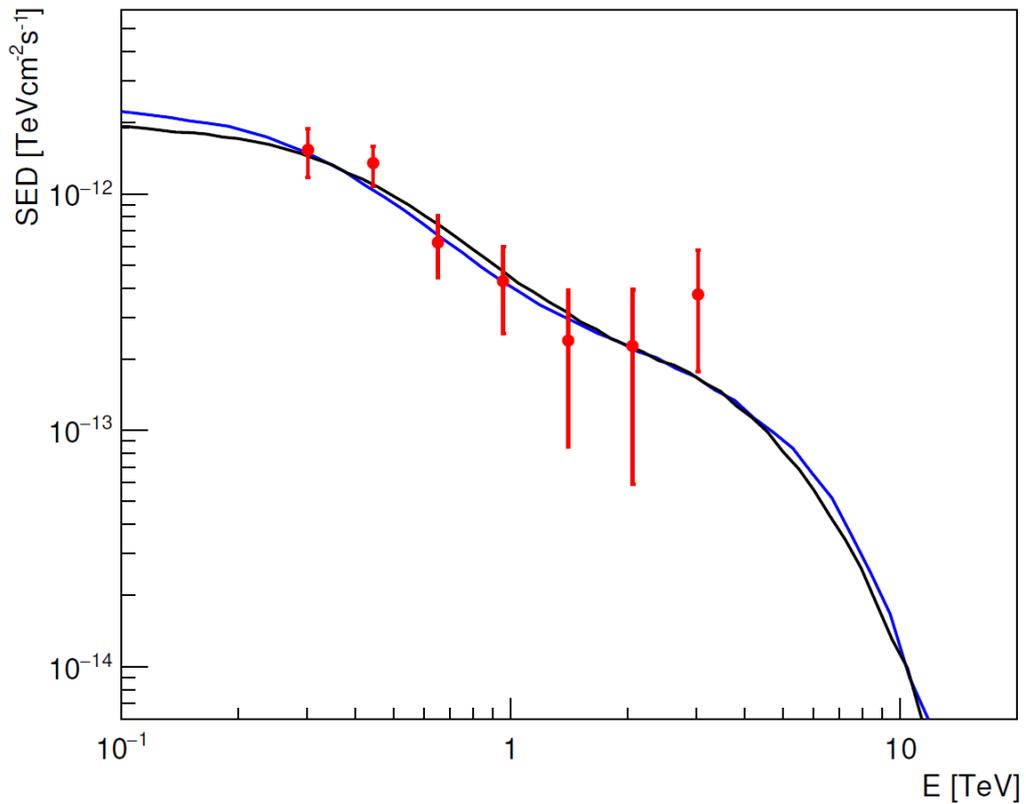


Рисунок 4.21: Расчёт, аналогичный представленному на рис. 4.20, однако, проведённый для источника 1ES 0347-121 [264]. Все обозначения соответствуют обозначениям на 4.20.

Помимо энергетического спектра детекторы гамма-квантов также измеряют угловые размеры потоков гамма-квантов от источника. В частности, коллаборация Fermi LAT недавно представила результаты исследования пространственной протяжённости источников, расположенных на высоких широтах ($|b| > 5^\circ$), включая блазары 1ES 1101-232 и 1ES 0347-121 [285]. Они пришли к заключению, что изображения этих источников совпадают с модельными изображениями точечных источников. Коллаборация H.E.S.S. пришла к тому же заключению в отношении блазара 1ES 0347-121 [264]. Коллаборация также не нашла явных указаний на дополнительную протяжённость наблюдаемого углового размера блазара 1ES 1101-232 [284].

На рис. 4.22 изображены модельные угловые размеры этих источников и показано как разные квантили наблюдаемого угла (значения наблюдаемого угла, в пределах которого можно зарегистрировать $n\%$ наблюдаемого спектра) изменяются с ростом энергии. Можно отметить, что значение Θ_{obs} стабильно увеличивается с увеличением наблюдаемой энергии: $\approx 32\%$ наблюдаемых углов больше 1° при $E > 1$ ТэВ, и $\approx 60\%$ наблюдаемых углов превышают это значение при $E > 8$ ТэВ.

Таким образом, модифицированная адронная каскадная модель предсказывает для блазаров 1ES 1101-232 и 1ES 0347-121 наблюдаемые спектры, похожие на те, которые были зарегистрированы коллаборацией H.E.S.S. Однако, предсказания этой модели в отношении углового размера этих блазаров противоречат наблюдаемым угловым размерам, которые соответствуют точечным источникам. Дальнейшее измерение наблюдаемых угловых размеров этих источников могло бы служить критической проверкой правильности модифицированной адронной каскадной модели.

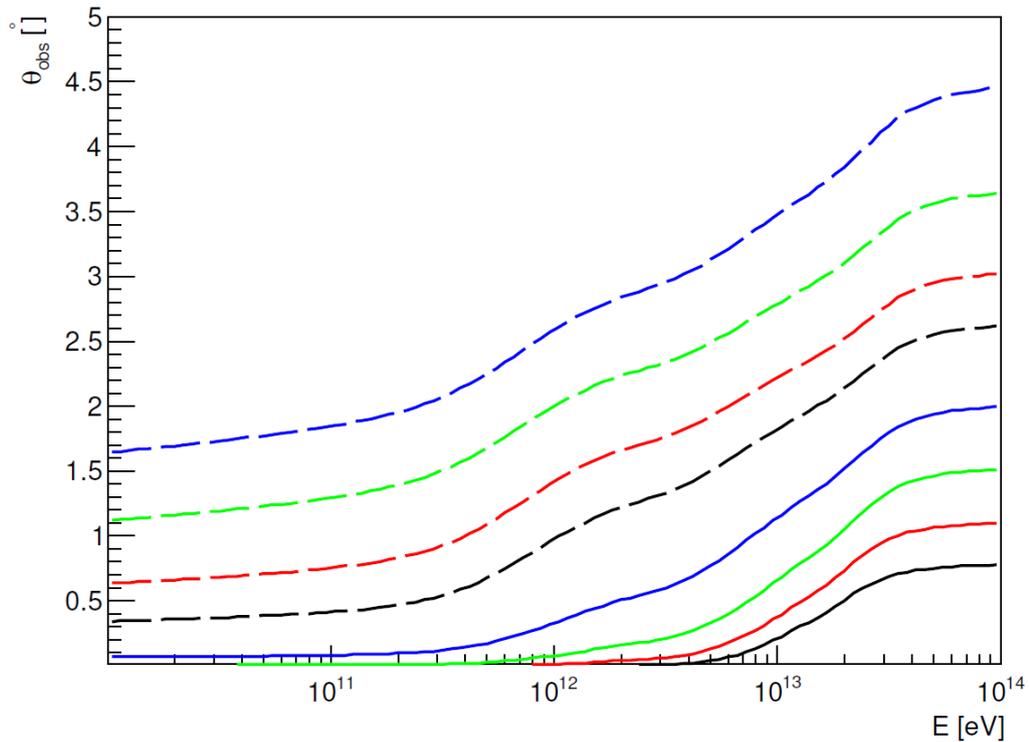


Рисунок 4.22: Квантили наблюдаемого углового размера для источника 1ES 1101-232 с $z = 0.186$ и модели EBL KD10: сплошная чёрная кривая обозначает угол, внутри которого содержится 5% наблюдаемого спектра, сплошная красная кривая — 10% наблюдаемого спектра, сплошная зелёная кривая — 20% наблюдаемого спектра, сплошная синяя кривая — 40% наблюдаемого спектра, пунктирная чёрная кривая — 68% наблюдаемого спектра, пунктирная красная кривая — 80% наблюдаемого спектра, пунктирная зелёная кривая — 90% наблюдаемого спектра, и пунктирная синяя кривая — 95% наблюдаемого спектра.

В качестве следующего шага исследования я сравнил основной параметр углового разрешения ряда действующих и проектируемых гамма-телескопов (угол PSF инструмента, в пределах которого можно зарегистрировать 68% наблюдаемого спектра Θ_{68}) с аналогичным параметром для модельного расчёта в рамках модифицированной HCM (см. рис. 4.23). На этом рисунке изображены графики зависимостей $\Theta_{68}(E)$ для телескопов Fermi LAT (в соответствии с [34]), H.E.S.S., MAGIC и СТА (данные для этой группы телескопов взяты из [283]).

Помимо этих инструментов на рисунке также представлено угловое разрешение гамма-телескопа MAST на основе время-проекционной камеры, заполненной жидким аргоном [72].

Как видно из рисунка, уширенный гамма-сигнал, предсказываемый модифицированной HCM, может быть различим любым из указанных выше гамма-телескопов для энергии $E > 10$ ГэВ, если время наведения на источник достаточно большое и фон достаточно низкий. Атмосферные черенковские телескопы следующего поколения, такие как CTA, особенно хорошо подходят для поиска уширенного гамма-сигнала вокруг источников, предположительно являющихся точечными, поскольку уширение модельного углового размера источника значительно увеличивается с ростом энергии. Проектируемые космические гамма-телескопы с улучшенным угловым разрешением, широким полем зрения и большой долей активного (полезного) времени (duty cycle), такие как MAST, также могут раскрыть протяжённую природу этих источников.

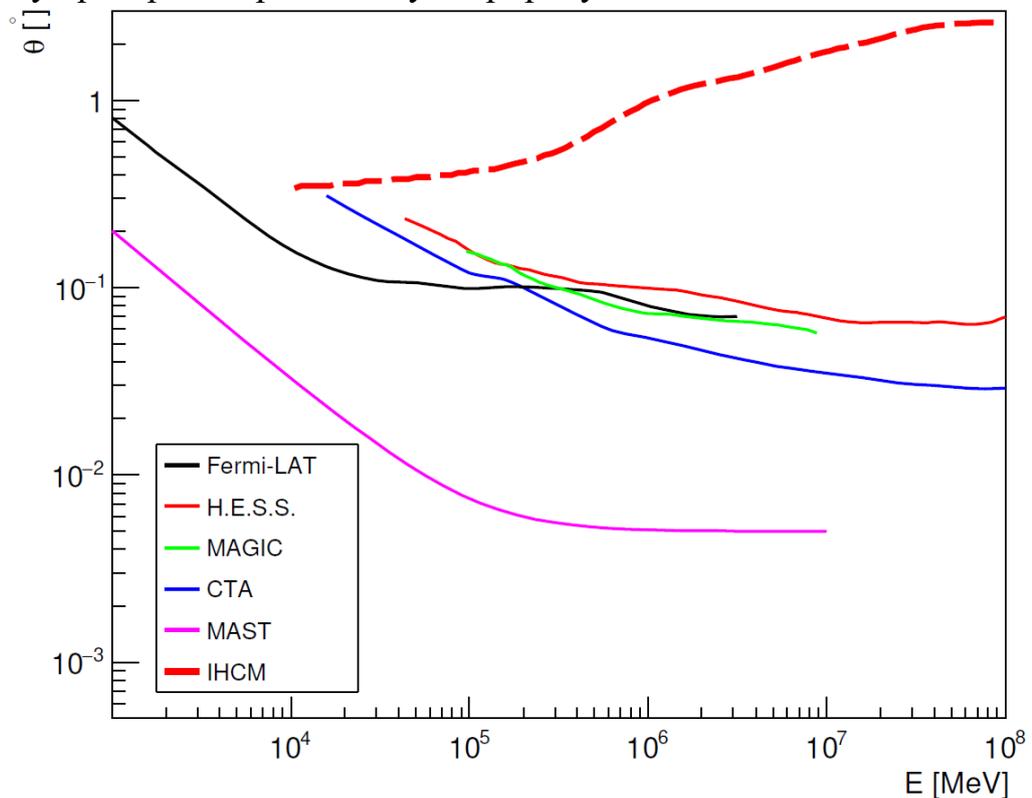


Рисунок 4.23: Угловое разрешение (угол PSF инструмента, в пределах которого этот инструмент способен зарегистрировать 68% наблюдаемого спектра) различных гамма-телескопов (сплошные кривые: чёрная кривая соответствует инструменту Fermi LAT, красная — H.E.S.S., зелёная — MAGIC, синяя — CTA, пурпурная — MAST) в сравнении со значением наблюдаемого угла, в пределах которого можно зарегистрировать 68% наблюдаемого спектра, для модельных спектров источника 1ES 1101-232 с $z = 0.186$ в рамках модифицированной HCM и модели EBL KD10 (красная пунктирная кривая).

Наконец, на рис. 4.24 мной показаны наблюдаемые SED экстремальных ТэВных блазаров 1ES 1101-232, 1ES 0347-121 и 1ES 0229+200 ($z_s = 0.14$), полученные на основе данных гамма-телескопов H.E.S.S. [264,286], VERITAS [287] и Fermi LAT [285], а также их сравнение с дифференциальной чувствительностью для различных гамма-телескопов. Чувствительности MAGIC и VERITAS примерно соответствуют чувствительности H.E.S.S., и поэтому не показаны на рисунке. Чувствительность Fermi LAT едва достаточна для измерения спектров таких источников. Однако, IACT способны зарегистрировать ТэВные блазары благодаря жёстким спектрам этих источников. Космические телескопы следующего поколения, такие как MAST, также смогут измерять спектры ТэВных блазаров благодаря своей улучшенной чувствительности.

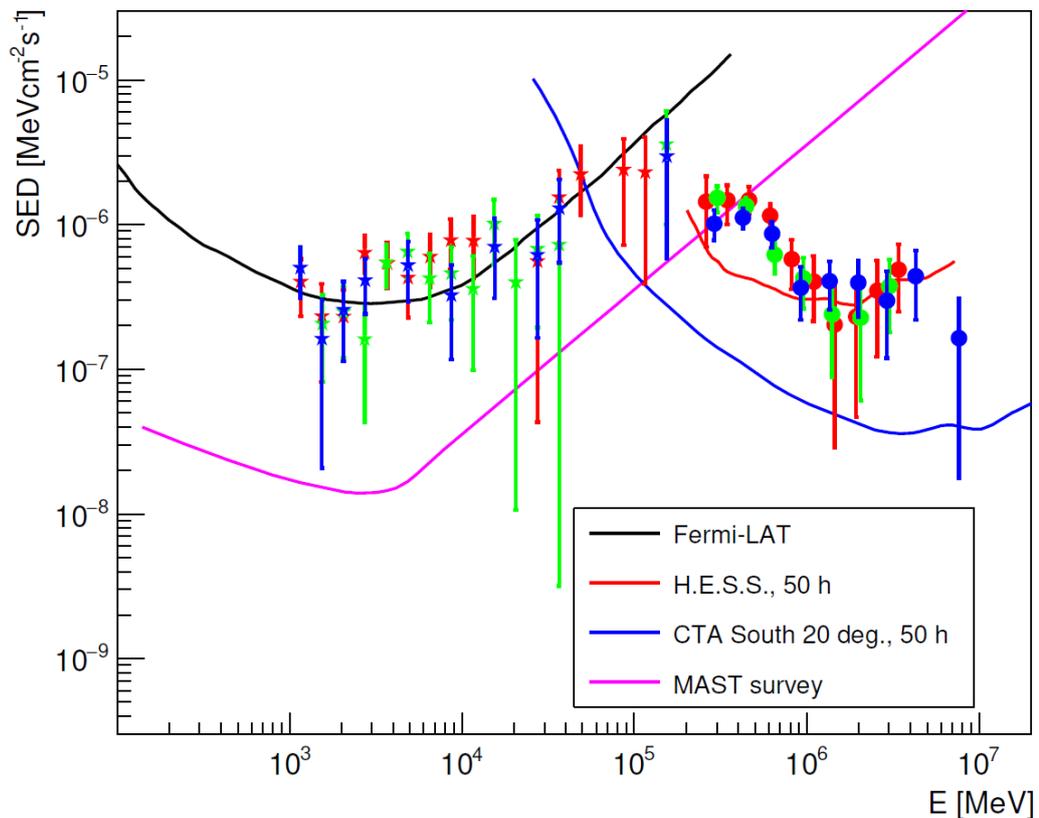


Рисунок 4.24: Сравнение SED ряда ТэВных блазаров на основе данных, полученных IACT (кружки) и гамма-телескопом Fermi LAT (звёздочки), с дифференциальными чувствительностями некоторых гамма-телескопов. Красные символы обозначают наблюдаемые данные для блазара 1ES 1101-232, зелёные — для блазара 1ES 0347-121, синие — для блазара 1ES 0229+200. Чёрная кривая обозначает чувствительность инструмента Fermi LAT, красная кривая — H.E.S.S., синяя кривая — CTA, пурпурная кривая — MAST.

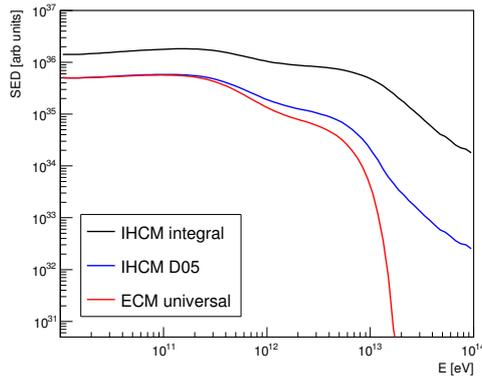
В качестве следующего этапа моей работы я решил рассмотреть более современные модели EGMF. Так, я получил SED и угловые размеры двух экстремальных ТэВных блазаров (1ES 0229+200 с красным смещением $z = 0.14$ и 1ES

0414+009 с красным смещением $z = 0.287$) в рамках модифицированной HCM, модели EBL G12 и моделей EGMF *astrophysical* и *astrophysical R* из H18 [11] и сравнил их с аналогичными результатами для модели EGMF D05. Отклонение первичных протонов в магнитном поле также моделировалось с помощью кода CRPropa3 (этот код позволяет моделировать распространение протонов в виртуальном кубе EGMF со стороной 249 Мпк для моделей H18), причём на этот раз помимо всех взаимодействий, которые учитывались в предыдущем моделировании, также были учтены взаимодействия, связанные с адиабатическими потерями и потерями на фотонах радио фона (в соответствии с моделью [179]). Также, по сравнению с предыдущим моделированием, первичные протоны начинали своё движение в точках, случайно распределённых по всему виртуальному объёму магнитного поля для моделей D05 (куб со стороной 132 Мпк) и H18 (куб со стороной 249 Мпк). Всего моделировалось 10^5 протонов. Для дальнейшего моделирования применялся гибридный код, использующий ту же базу каскадных спектров, что и в предыдущих расчётах, только на этот раз каскады рассчитывались с шагом $\delta z = 10^{-4}$, и для финального SED усреднялись промежуточные SED от 10^4 протонов.

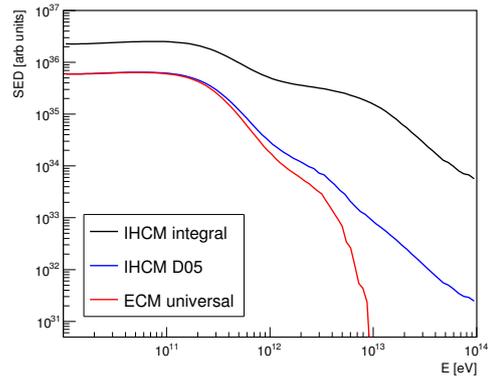
На рис. 4.25 изображены полученные мной модельные SED внутри PSF 0.1° (обозначенные синими кривыми) в рамках модифицированной HCM для обоих источников и трёх моделей EGMF (*astrophysical* (H18), *astrophysical R* (H18) и D05). Также для сравнения показаны интегральные SED в рамках HCM (чёрные кривые), а также универсальные SED в рамках ECM (красные кривые). Из рисунка можно увидеть, что модельные SED для моделей EGMF D05 и *astrophysical R* значительно более мягкие по сравнению с интегральными спектрами, особенно в области более высоких энергий. Это уменьшение жёсткости спектров сильнее всего проявляется для модели D05 и слабее всего — для модели *astrophysical*.

Наблюдаемые угловые размеры источников в рамках модифицированной HCM и вышеупомянутых моделей EGMF показаны на рис. 4.26. По аналогии с рис. 4.22, на этом графике изображены значения наблюдаемого угла, внутри которого содержится $n\%$ наблюдаемого спектра (квантили). Можно заметить две характерных угловых картины. Для модели D05 значения угла для всех квантилей значительно увеличивается с ростом энергии для $E > 10^{12}$ eV, так что 68% всех наблюдаемых углов больше 0.73° при $E = 10$ ТэВ для источника 1ES 0229+200 ($z = 0.14$) и 2.35° — для источника 1ES 0414+009 ($z = 0.287$) и той же самой энергии.

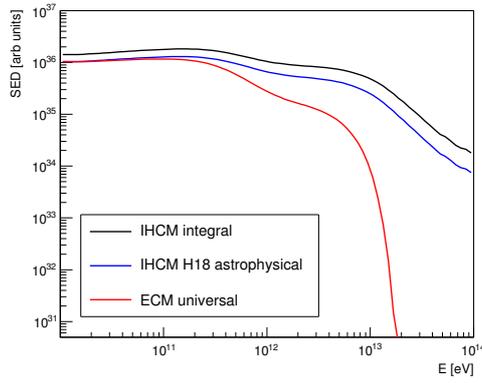
Совершенно другая картина наблюдается для моделей H18. Тогда как углы верхних квантилей растут довольно быстро с ростом энергии, для нижних квантилей (меньше 40% для модели *astrophysical* и меньше 10% для модели *astrophysical R*) виден лишь небольшой рост значений углов. Это может означать, что для этих моделей достаточно большая часть протонов не встречает никаких



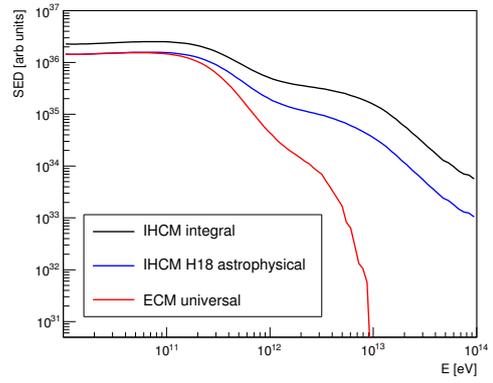
(a)



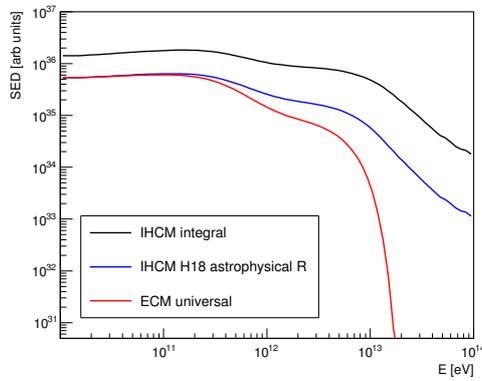
(b)



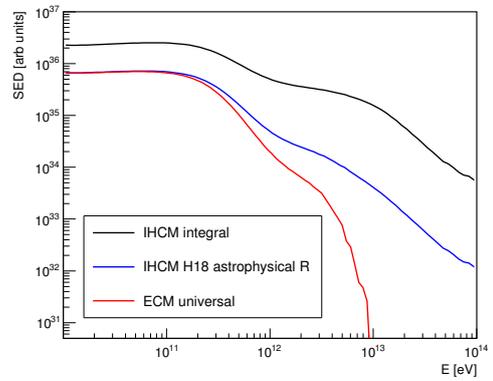
(c)



(d)



(e)



(f)

Рисунок 4.25: Наблюдаемые SED в рамках разных каскадных моделей и разных моделей EGMF. Синие кривые обозначают SED в рамках модифицированной HCM внутри PSF 0.1° , чёрные кривые — интегральные SED (в рамках базовой HCM), красные кривые — универсальные спектры в рамках ECM. Рис. (a), (c) и (e) соответствуют источнику 1ES 0229+200 и моделям EGMF D05, *astrophysical* (H18) и *astrophysical R* (H18) соответственно; рис. (b), (d) и (f) — источнику 1ES 0414+009 и моделям EGMF D05, *astrophysical* (H18) и *astrophysical R* (H18) соответственно.

филаментов на своём пути (или встречаются более тонкие филаменты) и, тем самым, не испытывают сильного отклонения. Таким образом, в то время как отклонение на филаментах в моделях N18 сильнее, сами филаменты могут быть тоньше и реже встречаются по сравнению с моделью D05.

Также, полученные в рамках этих моделей EGMF угловые размеры, как и в расчёте, представленном на рис. 4.23, показывают, что рассматриваемые источники будут восприниматься IACT в качестве протяжённых источников. Это хорошо видно на рис 4.27, где характерные угловые размеры блазара 1ES 0229+200 (угол θ_{68}) сравнивается с угловыми разрешениями различных гамма-телескопов (такими же, как и на рис. 4.23, с добавлением данных для LHAASO, взятых из [288]). Из графика видно, что только для модели EGMF *astrophysical* значение θ_{68} меньше 0.1° для энергий $E < 0.7$ ТэВ. Поскольку этот источник был зарегистрирован телескопом H.E.S.S. как точечный [264], его модельные угловые размеры, полученные в данной работе, значительно уменьшают правдоподобие модифицированной адронной каскадной модели. Необходим дальнейший статистический анализ для того, чтобы поставить ограничения на эту модель или даже, возможно, закрыть её.

Все полученные в данной работе SED и угловые размеры источников можно будет сравнить с будущими данными наблюдений IACT, таких как СТА, или детекторов частиц, таких как LHAASO. На основе полученных результатов также можно сделать вывод, что межгалактические каскады от протонов предельно высоких энергий не могут значительно повышать эффективную прозрачность Вселенной для гамма-квантов очень высоких энергий, в случае если отклонение этих протонов в скоплениях галактик и во внегалактических филаментах настолько сильное, как предсказывается моделью D05 (или сильнее, чем предсказывается этой моделью).

Все расчёты, описанные в данном разделе, были проведены для конкретных параметров моделирования: источников с красными смещениями в диапазоне $0.14 < z_s < 0.287$, первичной энергии протонов $E_{p0} = 30$ ЭэВ, моделей EGMF D05 и N18 и моделей EBL KD10 и G12. Для источников с большей величиной красного смещения ($z_s > 0.3$) часть траекторий протонов, испытывающих отклонение на магнитном поле скоплений галактик становится значительной (около 50% для $z_s = 0.3 - 0.4$ в соответствии с рис. 15 в [10]). В этом случае увеличивается характерное отклонение протонов, уширяется каскад и, следовательно, обрезание наблюдаемого спектра происходит на более низких энергиях. При более низких значениях красного смещения источника можно ожидать серьёзные отклонения наблюдаемого спектра от универсального спектра ЕСМ.

Для случая более низких первичных энергий протонов отклонение проявляется сильнее, и уширение наблюдаемого углового размера источника становится больше. Для $E_{p0} > 100$ ЭэВ характерная длина потерь энергии ниже 100 Мпк [15].

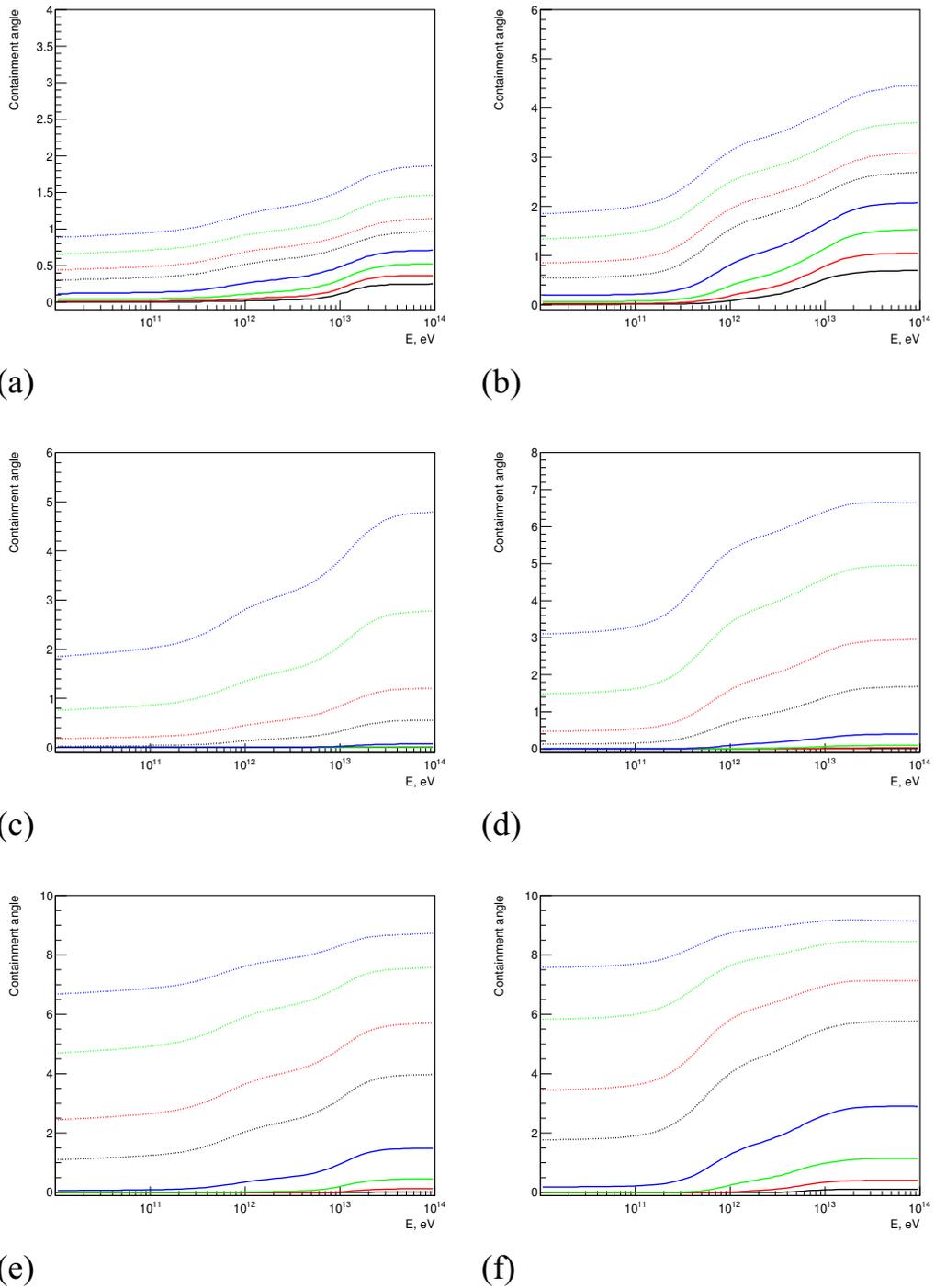


Рисунок 4.26: Квантили наблюдаемого углового размера источников в рамках модифицированной НСМ. Чёрная сплошная кривая обозначает угол, в котором содержится 5% каскада, красная сплошная — 10%, зелёная сплошная — 20%, синяя сплошная — 40%, чёрная пунктирная — 68%, красная пунктирная — 80%, зелёная пунктирная — 90% и синяя пунктирная — 95%. Рис. (a), (c) и (e) соответствуют источнику 1ES 0229+200 и моделям EGMF D05, *astrophysical* (H18) и *astrophysical R* (H18) соответственно; рис. (b), (d) и (f) — источнику 1ES 0414+009 и моделям EGMF D05, *astrophysical* (H18) и *astrophysical R* (H18) соответственно.

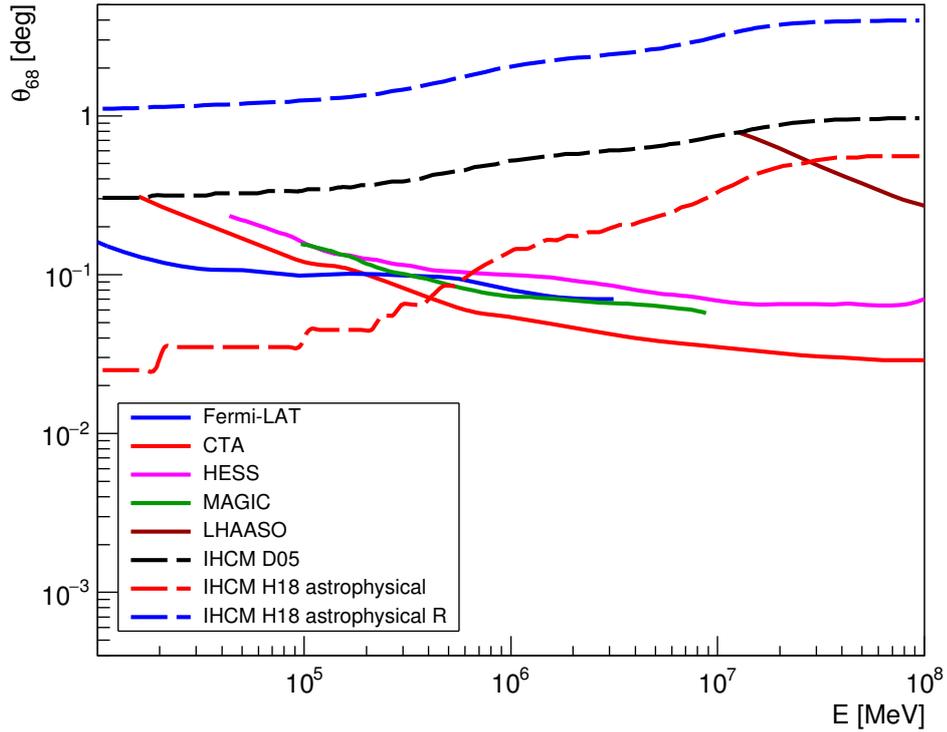


Рисунок 4.27: Угловое разрешение (угол PSF инструмента, в пределах которого этот инструмент способен зарегистрировать 68% наблюдаемого спектра) различных гамма-телескопов (сплошные кривые: синяя кривая соответствует инструменту Fermi LAT, розовая – H.E.S.S., зелёная – MAGIC, красная – CTA, коричневая – LHAASO) в сравнении со значением наблюдаемого угла, в пределах которого можно зарегистрировать 68% наблюдаемого спектра, для модельных спектров источника 1ES 0229+200 с $z = 0.14$ в рамках модифицированной HCM, модели EBL [20] и моделей EGMF D05 (чёрная пунктирная кривая), *astrophysical* (H18, красная пунктирная кривая), *astrophysical R* (H18, синяя пунктирная кривая).

Поэтому, сначала протоны быстро теряют энергию до того момента, когда достигнут эффективного порога фотопионных процессов ($\sim 60/(1+z)$ ЭэВ). Из-за этого ширина углового размера источника при высоких наблюдаемых энергиях ($E > 1$ ТэВ) становится лишь немногим больше для $E_{p0} \gg 30$ ЭэВ по сравнению со случаем $E_{p0} = 30$ ЭэВ, если источник достаточно далёкий, $z_s > 0.1$.

Как было описано в разделе 2.2, модель D05 предсказывает меньшее значение характерной напряжённости EGMF в филаментах, чем было оценено в [195] на основе наблюдений сети радиотелескопов LOFAR [185]. Вероятно, филаменты [185, 194] представляют лишь «верхушку айсберга» популяции многочисленных филаментов со сравнительно слабым магнитным полем (намного слабее, чем для филамента из работы [185]). Будущие наблюдения филаментов более чувствительными инструментами, такими как SKA array [289], скорее всего обнаружат подобные филаменты с более слабым полем.

Рассматриваемая в данной работе модель EBL KD10 представляет собой нижнюю границу интенсивности EBL. Поэтому, рассмотрение других моделей с более высокой интенсивностью EBL будет приводить к более крутому наблюдаемому спектру по сравнению с представленным здесь.

Также стоит подчеркнуть, что в данной работе не были учтены так называемые коллективные (плазменные) энергетические потери [290]. Это потери каскадных электронов на возбуждение нестабильностей плазмы. На данный момент нет общего консенсуса по поводу степени влияния плазменных потерь на наблюдаемый спектр ТэВных блазаров (обзор работ, моделирующих коллективные потери в контексте внегалактических каскадов, представлен в разделе 4.3 статьи [291]). Однако, можно сказать, что включение ещё одного механизма потерь уменьшит наблюдаемую интенсивность гамма-квантов по сравнению с результатами данной работы.

Наконец, следует оценить влияние на наблюдаемые спектры т. н. «дополнительных» процессов, таких как двойное образование пар (double pair production, DPP) $\gamma\gamma \rightarrow 4e$ [259, 260] и образование триплетов (triplet pair production, TRP) $\gamma e \rightarrow 3e$ [261, 262], а также взаимодействие каскадных гамма-квантов с радиофоном (оценки которого были получены в [179] и [180]), которые не были учтены в данной работе. Вклад указанных процессов в полное сечение увеличивается по мере роста энергии (в определенных пределах).

В работе [292] было исследовано влияние включения TRP процесса в расчёты развития ЭМ каскада. Авторы этой статьи пришли к выводу, что «вклад процесса образования триплетов уменьшается с увеличением пройденного расстояния» и что TRP «не оказывает никакого эффекта на каскады в режиме насыщения», т.е. каскады, гамма-кванты которых имеют энергии, недостаточные для образования пар. Поскольку код ELMAG, используемый в данной работе для расчёта каскадов, не учитывает эти дополнительные процессы, далее моей целью является рассмотреть результаты [292] в контексте данной работы и обосновать использование кода ELMAG.

Для этого давайте рассмотрим различные стадии развития ЭМ каскада (см. рис. 4.28). Верхняя часть этого рисунка соответствует приближению слабой универсальности. В этом случае каскад переходит в «стадию размножения частиц» сразу, то есть энергия частиц делится примерно в равных пропорциях между вторичными частицами. Это соответствует случаю энергии первичного гамма-кванта или электрона, равной $E_0 = 1 - 10$ ПэВ. В двух других случаях каскад может сначала пройти «высокоэнергичную стадию», если первичная энергия достаточно высока ($E_0 > 100$ ПэВ); в этом случае одной из вторичных частиц может передаться практически вся первичная энергия. Наконец, последняя стадия развития каскада (которая наступает после стадии размножения частиц) - это «низкоэнергичная стадия». На этой стадии оставшиеся каскадные фотоны посте-

пенно становятся «стерильными» [12], то есть для них среднее расстояние между двумя последовательными образованиями пар становится больше расстояния между источником и наблюдателем. Все эти стадии были описаны в [12].

Пунктирная пурпурная кривая на рис. 4.28 обозначает начало стадии размножения частиц. Когда эта стадия наступает, дополнительными процессами можно пренебречь, поскольку энергия каскадных частиц на данном этапе как правило ниже 10 ПэВ. Также стоит подчеркнуть, что универсальность спектров — свойство, присущее стадии размножения частиц. Если первичная энергия достаточно высока, то каскад сначала проходит высокоэнергичную стадию, при которой предположение об универсальности в некоторой степени нарушается даже без учёта дополнительных процессов.

Степень нарушения универсальности определяется следующим параметром: отношением характерной длины высокоэнергичной стадии к расстоянию от источника до наблюдателя. Далее будет показано, что характерная длина высокоэнергичной стадии на самом деле меньше для случая, когда дополнительные процессы учтены, по сравнению со случаем, когда они не учтены. Таким образом, наблюдаемые спектры, полученные в предположении слабой универсальности, на самом деле меньше отличаются от спектров, полученных с учётом всех дополнительных процессов, чем эти же универсальные спектры отличаются от спектров, полученных без учёта дополнительных процессов.

Для количественных оценок влияния дополнительных процессов на наблюдаемый спектр давайте рассмотрим развитие внегалактических каскадов с первичными энергиями $E_0 > 100$ ПэВ, для начала без учёта DPP, TRP и взаимодействий с радиофоном. В этом случае средняя доля первичной энергии, теряемой в каждом взаимодействии (также называемая «средней неупругостью»), равна (см., например, уравнение 4 в [12]):

$$f_{in} \approx \frac{1}{\ln \left[\frac{2E_0 E_b}{(m_e c^2)^2} \right]}, \quad (4.19)$$

где параметр $x = E_0 E_b / (m_e c^2)^2$ как правило $\gg 1$ (здесь m_e — это масса покоя электрона, а E_b — энергия фонового фотона); таким образом, одна из вторичных частиц как правило переносит почти всю энергию родительской частицы, и эта стадия развития каскада является высокоэнергичной стадией или стадией лидирующей частицы: $\gamma \rightarrow e \rightarrow \gamma' \rightarrow e'$ [12].

Протоны с первичными энергиями $E_{p0} < 30$ ЭэВ, рассматриваемые в данной работе, в случае $z < 0.5$ теряют энергию в основном на образование пар на фоновых фотонах. При этом характерная энергия вторичных электронов ниже 1 ЭэВ (см. рис. 2 в статье [23]). Средний свободный пробег гамма-квантов и электронов с энергиями от 100 ПэВ до 100 ЭэВ можно оценить как:

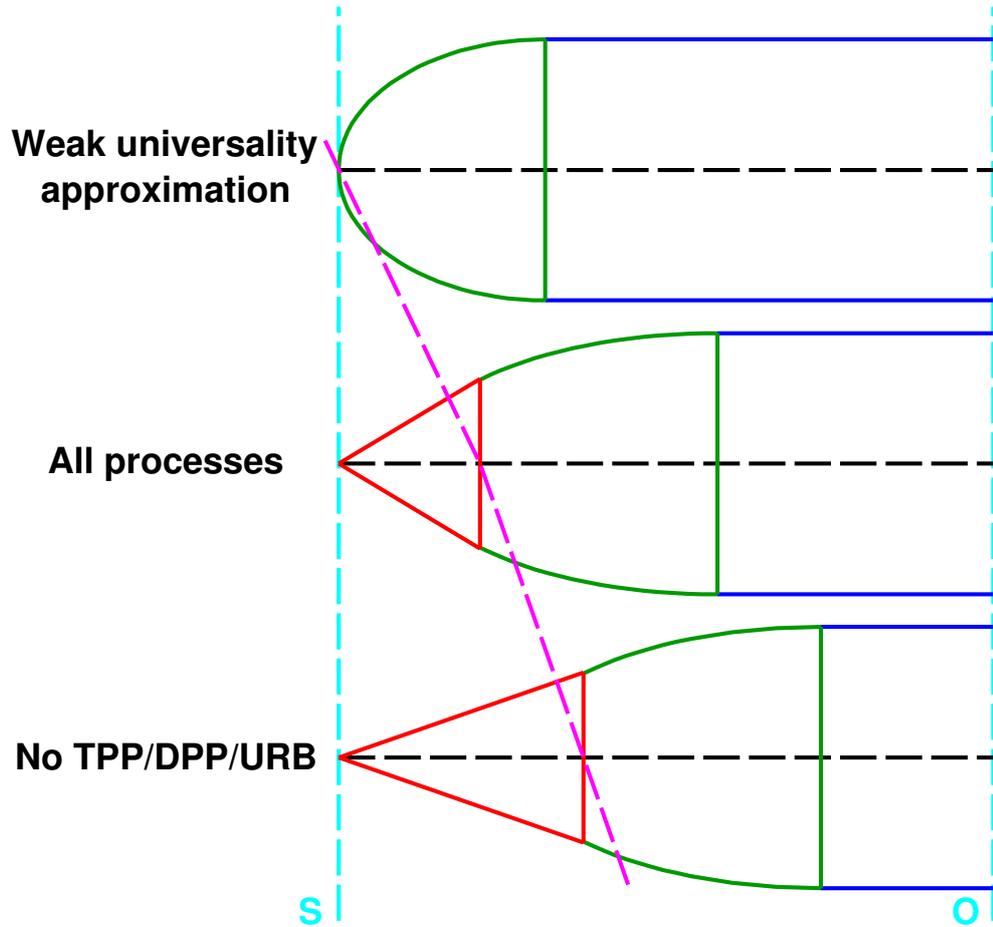


Рисунок 4.28: Упрощённая геометрическая схема ЭМ каскада. На ней показаны три главные стадии развития каскада: высокоэнергичная стадия, стадия активного развития каскада и низкоэнергичная стадия. Красными конусами обозначена высокоэнергичная стадия, зелёными параболическими сегментами — стадия активного развития каскада, синими параллельными линиями — низкоэнергичная стадия. Верхняя часть рисунка соответствует приближению слабой универсальности, средняя часть — случаю, когда все процессы учтены, а нижняя — случаю, когда дополнительные процессы не учитываются. S обозначает источник, O — наблюдателя.

$$\lambda_{\gamma,e} \approx C_{\gamma,e} \left(\frac{E_0}{100 \text{ ПэВ}} \right)^{0.85}, \quad (4.20)$$

где для гамма-квантов $C_\gamma = 50$ кпк, а для электронов $C_e = 80$ кпк.

Длина высокоэнергичной стадии развития каскада может быть оценена как характерная длина цепочки лидирующих частиц $L_{lead} \sim \lambda/f_{in}$; $L_{lead} \sim 300 - 500$ кпк для $E_0 = 100$ ПэВ и $L_{lead} \sim 3 - 5$ Мпк для $E_0 = 1$ ЭэВ. После прохождения расстояния $(2 - 3)L_{lead}$ каскад переходит в стадию размножения частиц, когда энергия быстро (на масштабе расстояний $\sim (2 - 3)\lambda$) передаётся

множеству вторичных частиц; при этом число этих вторичных частиц после поколения N_{casc} составляет $2^{N_{casc}}$. На стадии размножения частиц процессами DPP, TPR, а также взаимодействием первичных частиц на радио фоне можно пренебречь без большой потери точности расчётов.

Для диапазона параметров, используемого в данной работе, взаимодействия с радиофоном, а также процессы DPP и TPR имеют одну общую черту: это, в основном, взаимодействия вблизи пороговых значений со средними неупругостями $f_{in} \sim 0.5$. В этом случае стадия размножения частиц наступает гораздо быстрее, сразу после первого поколения каскада. Эффекты процесса DPP качественно похожи на эффекты TPR, однако, вклад DPP становится заметным на более высоких энергиях, чем TPR.

На рис. 4.29 показан результат численного моделирования наблюдаемых спектров гамма-квантов и электронов от первичных гамма-квантов и электронов с энергией 1 ЭэВ от источника, находящегося на расстоянии 10 Мпк, с учётом и без учёта процессов DPP, TPR и взаимодействий первичных частиц с радиофоном. Этот результат был посчитан с использованием открытого кода CRPora3 и представлен в виде гистограмм. Как можно видеть из рисунка, когда учтены все вышеперечисленные процессы, спектры имеют заметное обрезание при энергии 100 ТэВ по сравнению с более жёстким спектром для случая, когда эти процессы не учтены. Таким образом, при учёте этих процессов практически все частицы каскада после прохождения 10 Мпк пути имеют энергии ниже 200 ТэВ. При этих энергиях полностью оправдано использование кода ELMAG для расчёта каскадов.

Также стоит подчеркнуть, что режим слабой универсальности, используемый в расчётах данной работы, гораздо более оправдан при включении процессов DPP и TPR, а также взаимодействий на универсальном радиофоне. В этом случае наблюдаемые спектры от рассмотренных источников будет гораздо ближе к универсальному спектру ЕСМ.

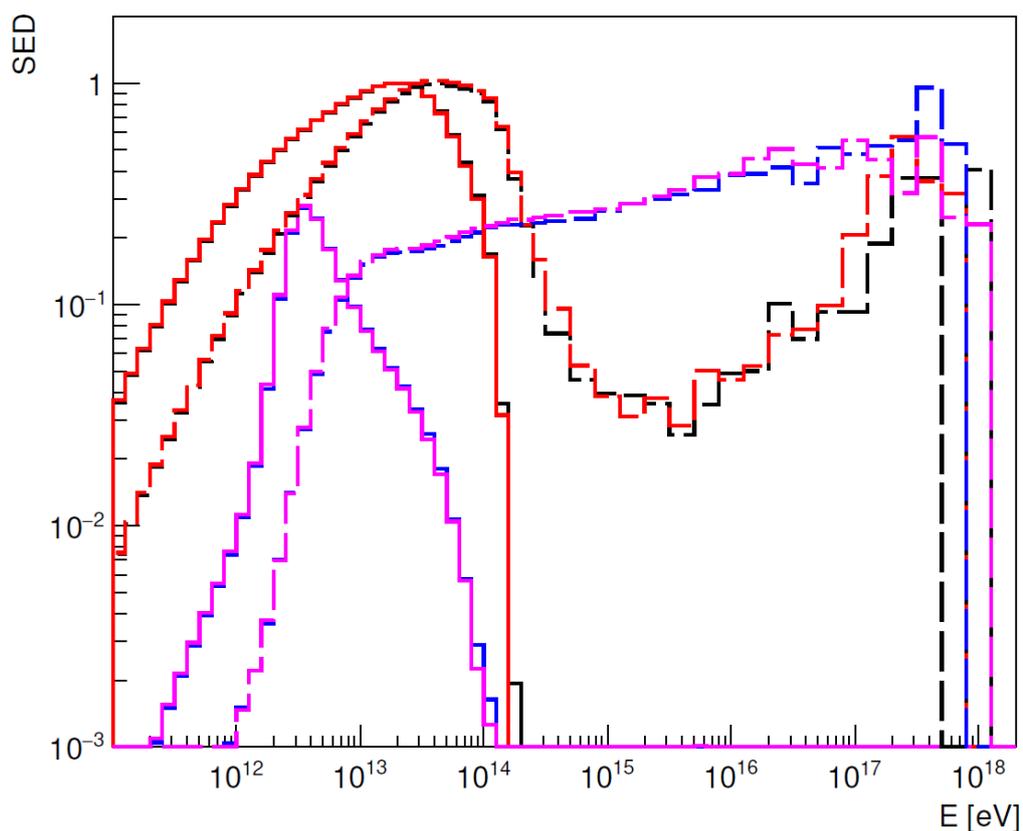


Рисунок 4.29: Наблюдаемые спектры гамма-квантов и электронов с учётом взаимодействий первичных частиц с универсальным радиофоном и процессов DPP и TRP (сплошные гистограммы), а также те же самые спектры без учёта этих процессов (пунктирные гистограммы). Чёрные гистограммы обозначают наблюдаемые спектры гамма-квантов от первичных гамма-квантов, красные гистограммы — спектры гамма-квантов от первичных электронов, синие гистограммы — спектры электронов от первичных гамма-квантов, пурпурные гистограммы — спектры электронов от первичных электронов.

Заключение

Основные результаты работы заключаются в следующем.

1. Разработан код, реализующий новую гибридную методику расчёта спектров и характеристик потоков гамма-излучения от экстремальных ТэВных блазаров (объединяющую моделирование взаимодействия первичных частиц с межгалактическими фотонными полями и расчёт промежуточных каскадных спектров) с учётом современных знаний о межгалактической среде (современные модели фотонных полей и внегалактического магнитного поля).
2. В рамках электромагнитной каскадной модели подробно описаны режимы развития электромагнитных каскадов и основные особенности энергетических спектров экстремальных ТэВных блазаров, впервые, на основании большой выборки источников, проведена детальная аппроксимация наблюдаемых энергетических спектров.
3. На основе анализа наблюдаемых энергетических спектров экстремальных ТэВных блазаров, в рамках электромагнитной каскадной модели обнаружен эффект маскировки компонента от первичных гамма-квантов каскадным компонентом в оптически тонкой области наблюдаемых спектров, как новый механизм генерации аномалии при высоких энергиях в спектрах блазаров; этот результат устойчив к большому количеству систематических эффектов.
4. В рамках адронных каскадных моделей построены наблюдаемые энергетические спектры и зависимости квантилей наблюдаемого углового размера ряда экстремальных ТэВных блазаров от энергии в случае различных вариаций внегалактического магнитного поля (в том числе в сильно неоднородных полях, повторяющих крупномасштабную структуру Вселенной).
5. На основе анализа энергетических спектров экстремальных ТэВных блазаров в рамках модифицированной адронной каскадной модели сделан вывод о том, что наблюдаемый спектр гамма-квантов (т.е. спектр, который может быть измерен инструментами с типичными угловыми разрешениями атмосферных черенковских телескопов) в рамках этой модели имеет подавление при высоких энергиях (по сравнению со случаем базовой адронной модели).

6. На основе анализа зависимостей квантилей наблюдаемого углового размера экстремальных ТэВных блазаров от энергии в рамках модифицированной адронной каскадной модели сделан вывод о том, что эти источники могут быть зарегистрированы как протяжённые (а не точечные) гамма-телескопами следующего поколения и, возможно, действующими гамма-телескопами, из-за уширенных угловых размеров.

Это исследование может значительно облегчить будущие поиски аксионоподобных частиц в оптически плотной области спектров блазаров. Помимо этого, данная работа может быть полезна для изучения экстремальных ТэВных блазаров, а также смежных задач гамма-астрономии, таких как измерение EBL и EGMF.

Список рисунков

- 1.1 Профиль развития каскада в широком атмосферном ливне для нескольких энергий первичного гамма-кванта. По оси абсцисс отложена толщина вещества земной атмосферы, измеряемая в радиационных единицах. По оси ординат отложено число частиц ливня. Рисунок взят из [75]. 22
- 1.2 Изменение ряда параметров черенковского света в зависимости от увеличения толщины, проходимой этим излучением в Земной атмосфере. Цифрой 1 обозначена прямая, демонстрирующая изменение пороговой энергии электронов, испускающих черенковский свет; цифрой 2 — изменение интенсивности излучения, цифрой 3 — величина угла излучения. Для электромагнитных каскадов участок пройденной в атмосфере толщи вещества от 100 до 400 г см⁻² является наиболее важным. Рисунок взят из [48]. 23
- 1.3 Моделирование (методом Монте-Карло) распределения ЧС на поверхности земли от первичного гамма-кванта с энергией 300 ГэВ (левый рисунок) и от первичного протона с энергией 1 ТэВ. Рисунок взят из [75]. 24
- 1.4 Классификация типов АЯГ. Рисунок взят из [129]. 35
- 1.5 Феноменологическая последовательность блазаров. На рисунке представлены усреднённые потоки энергии блазаров для пяти бинов по светимости. По оси абсцисс отложены частоты наблюдаемых гамма-квантов, по оси ординат — их потоки энергии. Рисунок взят из [134]. 36
- 2.1 Фрагмент крупномасштабной структуры Вселенной [145]. 41
- 2.2 Современные модели и ограничения на EBL (рисунок взят из [175]). Все обозначения представлены на легенде. Сама модель [175] соответствует жирной чёрной кривой. 44

- 2.3 Современные ограничения на величину EGMF в войдах. Зелёный промежуток (горизонтальные линии) обозначает ограничение, полученное в [211], оранжевые вертикальные линии — [4], серые горизонтальные линии — [208], красные косые линии — [207] и [208] для модели EBL [168], голубые ячейки — [210], лиловая сетка — [209], чёрные точки — ограничения из [186] и [201], синие косые линии справа — [212], чёрные стрелочки — [213], красная стрелочка — [10], оливковая стрелочка — [206], розовая стрелочка — [214], синие стрелочки — [215], чёрная точка — [216]. 48
- 2.4 Фиксированные значения оптической толщины процесса образования пар τ_γ в зависимости от энергии первичного гамма-кванта E_γ в [ТэВ] и красного смещения источника z_s или расстояния до источника D в [Мпк]. Сплошная кривая отвечает значению $\tau_\gamma = 1$, штрихпунктирная — значению $\tau_\gamma = 2$, штриховая — значению $\tau_\gamma = 3$, пунктирная — значению $\tau_\gamma = 4$. Рисунок взят из [221]. 52
- 3.1 Схема развития внегалактического электромагнитного каскада [258]. 58
- 3.2 Наблюдаемые спектры, усреднённые по направлениям прихода, для первичных моноэнергетичных гамма-квантов с разными энергиями E_0 [263]: чёрная кривая соответствует $E_0 = 1$ ТэВ, красная — 3 ТэВ, зелёная — 10 ТэВ, синяя — 30 ТэВ, бирюзовая — 100 ТэВ, пурпурная — 1 ПэВ. Гистограммы обозначают результаты, полученные с помощью кода ELMAG, кружки — с помощью кода ECS (с учётом только обратного комптоновского рассеяния на СМВ), звёздочки (только для $E_0 = 1$ ТэВ и 3 ТэВ) — с помощью кода ECS (с учётом взаимодействий на СМВ и EBL). Вертикальная красная линия соответствует значению энергии 1 ТэВ/(1 + z), синяя — половине этого значения. 60
- 3.3 Темпы взаимодействия для фотонов R_γ (процесс образования пар на фотонах EBL — сплошные кривые, на фотонах СМВ — кривые с длинными штриховыми линиями) и электронов R_e (обратное комптоновское рассеяние на фотонах EBL — кривые с короткими штриховыми линиями, на фотонах СМВ — штрихпунктирные кривые). Чёрным цветом обозначены кривые, для которых $z_s = 0$, красным — $z_s = 0.186$, зелёным — $z_s = 0.5$, синим — $z_s = 1$ 61
- 3.4 Фактор усиления потока $K_B(E)$ для блазара 1ES 0347-121 (красная кривая). Синие кружки — значения $K_B(E)$, усреднённые по энергетическим интервалам для уменьшения статистических флуктуаций. График взят из [23]. 63

- 3.5 SED наблюдаемых гамма-квантов от блазара 1ES 0347-121 при нулевом магнитном поле. Чёрная пунктирная кривая обозначает первичный спектр, чёрная сплошная — первичный компонент наблюдаемого спектра, зелёная — каскадный компонент, синяя — суммарное SED, красные точки — данные наблюдений H.E.S.S. [264]. . 64
- 3.6 Сравнение параметров углового распределения моделируемого нами каскада, уширенного магнитным полем, с угловым разрешением различных гамма-телескопов. Кружками обозначены значения угла θ_{68} , в пределах которого можно зарегистрировать 68% наблюдаемых гамма-квантов, для моделируемого каскада и модели EBL [174], звёздочками — средний наблюдаемый угол для тех же параметров каскада $\langle \theta \rangle$, сплошной кривой — тот же угол $\langle \theta \rangle$, рассчитанный по аналитической формуле из [3]. Значение угла PSF гамма-телескопа СТА, в пределах которого он способен зарегистрировать 68% наблюдаемого спектра, [38] показано длинной штриховой кривой (для $E > 20$ ГэВ), аналогичного угла PSF инструмента Fermi LAT (взятого из [34]) — штрихпунктирной линией с двумя точками, угла PSF Fermi LAT (Pass8R2 V6) — длинной штрихпунктирной линией, угла PSF инструмента GAMMA-400 [268] — короткой штриховой линией и угла PSF эмульсионного гамма-телескопа GRAINE [269] — длинной штриховой прямой (для $E < 10$ ГэВ). График взят из [258]. 66
- 3.7 Расчетный наблюдаемый спектр источника ($z = 0.186$) в электромагнитной каскадной модели. Чёрная пунктирная кривая обозначает первичный спектр источника; зелёная сплошная кривая — каскадный компонент; чёрная сплошная кривая — часть первичного спектра, дошедшая до наблюдателя; синяя пунктирная кривая — наблюдаемый спектр без учета магнитного поля; красная пунктирная кривая — наблюдаемый спектр с учетом магнитного поля ($B = 3 \cdot 10^{-17}$ Гс, максимальная задержка 3 года). Римские цифры обозначают особенности спектра, обсуждаемые в тексте. 68

- 3.8 Сравнение экспериментального спектрального распределения энергии блазара 1ES 1218+304 (красные кружки со статистическими погрешностями), его модельного фитирования (сплошная синяя кривая), а также дифференциальных чувствительностей различных гамма-телескопов (взятых из [270]). Пунктирная чёрная кривая обозначает первичный спектр источника, сплошная чёрная кривая — его первичный компонент, сплошная салаточная кривая — его каскадный компонент при $B = 0$, пунктирная салаточная кривая — его каскадный компонент при $B = 10^{-16}$ Гс и других параметрах EGMF, взятых из [271], пунктирная красная кривая — чувствительность Fermi LAT (за 10 лет работы), пунктирная голубая кривая — чувствительность H.E.S.S. (за 100 часов работы), пунктирная синяя кривая — чувствительность СТА (за 100 часов работы), пунктирная пурпурная кривая — чувствительность СТА (за 1000 часов работы). График взят из [30]. 70
- 4.1 Спектры вторичных электронов, рождённых в процессе образования пар. Чёрная кривая отвечает первичной энергии протона 1 ЭэВ, красная — 10 ЭэВ, зелёная — 30 ЭэВ, синяя — 100 ЭэВ. 73
- 4.2 График отношения полных потерь протонов при красном смещении z к их значению при $z = 0$. Чёрная кривая отвечает первичной энергии протона 10 ЭэВ, красная — 30 ЭэВ, зелёная — 50 ЭэВ, синяя — 100 ЭэВ. График получен для красного смещения источника $z_s = 0.186$ 75
- 4.3 График зависимости K_{em} от красного смещения z . Чёрная кривая отвечает первичной энергии протона 10 ЭэВ, красная — 30 ЭэВ, зелёная — 50 ЭэВ, синяя — 100 ЭэВ. График получен для красного смещения источника $z_s = 0.186$ 76
- 4.4 SED наблюдаемых гамма-квантов в базовой адронной модели. Штриховая пунктирная линия обозначает SED, посчитанный с порогом по энергии $E_{thr} = 10$ МэВ, голубая — SED с порогом 10 ГэВ. Чёрная, красная, зелёная и синяя линии представляют собой аппроксимации разных участков спектра степенной функцией. График получен для красного смещения источника $z_s = 0.186$ 77
- 4.5 Расчетный наблюдаемый спектр зарегистрированных фотонов для случая источника с $z_s = 0.186$. Кривая 1 отвечает базовой адронной модели; кривая 2 — электромагнитной модели. 78

- 4.6 Наблюдаемые SED в базовой адронной модели для разных значений E_{p0} (сплошные кривые): чёрная кривая соответствует $E_{p0} = 10$ ЭэВ, красная — 30 ЭэВ, зелёная — 50 ЭэВ, синяя — 100 ЭэВ. Также показан отдельный вклад от первичных частиц каскада, образовавшихся при $z < 0.06$ (штриховые кривые) и при $z > 0.06$ (штрихпунктирные кривые). 79
- 4.7 Сравнение между наблюдаемыми SED, полученными с помощью полного гибридного кода (кружки), с расчётами, полученными в предположении универсальности каскада (сплошные кривые) для различных значений параметра z_c : чёрным цветом обозначено значение $z_c = 0$, красным — $z_c = 0.02$, зелёным — $z_c = 0.05$, синим — $z_c = 0.10$, голубым — $z_c = 0.15$, пурпурным — $z_c = 0.18$. Первичная энергия протонов $E_{p0} = 30$ ЭэВ. Универсальный спектр для случая первичных гамма-квантов с энергией 1 ПэВ показан для сравнения пунктирной чёрной кривой. Все кривые нормированы так, что при энергии $E = 10$ ГэВ они принимают одинаковые значения. 80
- 4.8 То же, что и на рис. 4.7, но для первичной энергии протонов $E_{p0} = 100$ ЭэВ. 81
- 4.9 Фитирование спектрального распределения энергии для источника — блазара 1ES 0347-121 в рамках модифицированной адронной модели со скоплением галактик для различных значений параметра z_c . Красные точки обозначают экспериментальные данные, полученные гамма-телескопом H.E.S.S. Сплошной кривой чёрного цвета обозначено фитирование для моноэнергичной первичной энергии протонов $E_{p0} = 30$ ЭэВ и значения $z_c = 0$, пурпурного — $z_c = 0.02$, зелёного — $z_c = 0.05$, синего — $z_c = 0.10$; пунктирной кривой обозначено фитирование для степенного первичного спектра протонов с энергиями от 1 до 100 ЭэВ и значения $z_c = 0$ 82
- 4.10 Сравнение между модельными спектрами базовой адронной модели в нашей работе (чёрная пунктирная кривая, степенной спектр с энергиями от 1 ЭэВ до 100 ЭэВ и показателем $\gamma = -2$) и других работах (сплошные кривые). Чёрная сплошная кривая соответствует результатам [14] с высокой интенсивностью EBL, пурпурная — [14] с низкой интенсивностью EBL; зелёная — результатам [13] с моделью EBL [19], голубая — [13] с моделью EBL [172], вариант best fit. 83

4.11 Фитирование спектрального распределения энергии для источника — блазара 1ES 0347-121 в рамках смешанной адронной модели. Красные точки обозначают экспериментальные данные, полученные гамма-телескопом H.E.S.S. Синяя сплошная кривая обозначает наблюдаемый спектр, чёрная пунктирная — первичный спектр гамма-квантов, чёрная сплошная — часть первичного спектра гамма-квантов, дошедшую до наблюдателя, зелёная сплошная — каскадный компонент.	84
4.12 Статистическая значимость (Z -значение) исключения модифицированной адронной модели, в которой все протоны рассеиваются магнитным полем скопления галактик, для $\Gamma = 10$ и эмиссионной модели [273].	85
4.13 Геометрическая схема отклонения протонов в адронной каскадной модели на одном филаменте.	87
4.14 Геометрическая схема отклонения протонов в адронной каскадной модели на двух филаментах.	89
4.15 SED внегалактических ЭМ каскадов для разных интервалов красного смещения точки их начала z_0 . Чёрная кривая обозначает интервал $0.0 < z_0 < 0.03$, красная — $0.03 < z_0 < 0.06$, зелёная — $0.06 < z_0 < 0.09$, синяя — $0.09 < z_0 < 0.12$, лиловая — $0.12 < z_0 < 0.15$, голубая — $0.15 < z_0 < 0.18$. Все кривые были нормированы на единицу при $E = 200$ ГэВ.	90
4.16 Наблюдаемые SED в рамках внегалактических каскадных моделей для источника 1ES 1101-232 с $z_s = 0.186$ и модели EBL KD10. Чёрная кривая обозначает SED в рамках базовой адронной каскадной модели, синяя кривая — SED в рамках модифицированной адронной каскадной модели, красная кривая — SED в рамках электромагнитной каскадной модели (универсальный режим).	93
4.17 Расчёт, аналогичный представленному на рис. 4.16, однако, проведённый для модели EBL G12. Все обозначения соответствуют обозначениям на 4.16.	94
4.18 Факторы усиления потока для базовой (чёрная сплошная кривая) и модифицированной (красная сплошная кривая) HCM, а также для двух моделей, включающий $\gamma \rightarrow$ ALP осцилляции, с параметрами $\xi = 5.0$ (красная пунктирная кривая) и $\xi = 0.5$ (чёрная пунктирная кривая).	95

- 4.19 Сравнение SED для случая упрощённой PSF ($\Theta_{PSF} = 0.1^\circ$) и для случая реалистичной PSF (инструмента H.E.S.S.) в рамках модифицированной HCM. Чёрная кривая обозначает SED для случая упрощённой PSF и модели EBL KD10, зелёная кривая — то же самое для модели EBL G12. Красная кривая обозначает SED для PSF инструмента H.E.S.S. и модели EBL KD10, синяя кривая — то же самое для модели EBL G12. SED для различных моделей EBL были отделены друг от друга умножением на 2 для более наглядного представления. 96
- 4.20 SED источника 1ES1101-232, измеренные гамма-телескопом H.E.S.S.: кружки обозначают измерения, столбики — погрешности этих измерений. Результаты анализа [2] показаны чёрным цветом, результаты повторного анализа [284] — красным. Чёрная кривая обозначает SED в рамках модифицированной HCM для PSF инструмента H.E.S.S. и модели EBL KD10, синяя кривая — то же самое, только для модели EBL G12. 97
- 4.21 Расчёт, аналогичный представленному на рис. 4.20, однако, проведённый для источника 1ES 0347-121 [264]. Все обозначения соответствуют обозначениям на 4.20. 98
- 4.22 Квантили наблюдаемого углового размера для источника 1ES 1101-232 с $z = 0.186$ и модели EBL KD10: сплошная чёрная кривая обозначает угол, внутри которого содержится 5% наблюдаемого спектра, сплошная красная кривая — 10% наблюдаемого спектра, сплошная зелёная кривая — 20% наблюдаемого спектра, сплошная синяя кривая — 40% наблюдаемого спектра, пунктирная чёрная кривая — 68% наблюдаемого спектра, пунктирная красная кривая — 80% наблюдаемого спектра, пунктирная зелёная кривая — 90% наблюдаемого спектра, и пунктирная синяя кривая — 95% наблюдаемого спектра. 99
- 4.23 Угловое разрешение (угол PSF инструмента, в пределах которого этот инструмент способен зарегистрировать 68% наблюдаемого спектра) различных гамма-телескопов (сплошные кривые: чёрная кривая соответствует инструменту Fermi LAT, красная — H.E.S.S., зелёная — MAGIC, синяя — CTA, пурпурная — MAST) в сравнении со значением наблюдаемого угла, в пределах которого можно зарегистрировать 68% наблюдаемого спектра, для модельных спектров источника 1ES 1101-232 с $z = 0.186$ в рамках модифицированной HCM и модели EBL KD10 (красная пунктирная кривая). 100

- 4.24 Сравнение SED ряда ТЭВных блазаров на основе данных, полученных IACT (кружки) и гамма-телескопом Fermi LAT (звёздочки), с дифференциальными чувствительностями некоторых гамма-телескопов. Красные символы обозначают наблюдаемые данные для блазара 1ES 1101-232, зелёные — для блазара 1ES 0347-121, синие — для блазара 1ES 0229+200. Чёрная кривая обозначает чувствительность инструмента Fermi LAT, красная кривая — H.E.S.S., синяя кривая — СТА, пурпурная кривая — MAST. 101
- 4.25 Наблюдаемые SED в рамках разных каскадных моделей и разных моделей EGMF. Синие кривые обозначают SED в рамках модифицированной HCM внутри PSF 0.1° , чёрные кривые — интегральные SED (в рамках базовой HCM), красные кривые — универсальные спектры в рамках ECM. Рис. (a), (c) и (e) соответствуют источнику 1ES 0229+200 и моделям EGMF D05, *astrophysical* (H18) и *astrophysical R* (H18) соответственно; рис. (b), (d) и (f) — источнику 1ES 0414+009 и моделям EGMF D05, *astrophysical* (H18) и *astrophysical R* (H18) соответственно. 103
- 4.26 Квантили наблюдаемого углового размера источников в рамках модифицированной HCM. Чёрная сплошная кривая обозначает угол, в котором содержится 5% каскада, красная сплошная — 10%, зелёная сплошная — 20%, синяя сплошная — 40%, чёрная пунктирная — 68%, красная пунктирная — 80%, зелёная пунктирная — 90% и синяя пунктирная — 95%. Рис. (a), (c) и (e) соответствуют источнику 1ES 0229+200 и моделям EGMF D05, *astrophysical* (H18) и *astrophysical R* (H18) соответственно; рис. (b), (d) и (f) — источнику 1ES 0414+009 и моделям EGMF D05, *astrophysical* (H18) и *astrophysical R* (H18) соответственно. 105
- 4.27 Угловое разрешение (угол PSF инструмента, в пределах которого этот инструмент способен зарегистрировать 68% наблюдаемого спектра) различных гамма-телескопов (сплошные кривые: синяя кривая соответствует инструменту Fermi LAT, розовая — H.E.S.S., зелёная — MAGIC, красная — СТА, коричневая — LHAASO) в сравнении со значением наблюдаемого угла, в пределах которого можно зарегистрировать 68% наблюдаемого спектра, для модельных спектров источника 1ES 0229+200 с $z = 0.14$ в рамках модифицированной HCM, модели EBL [20] и моделей EGMF D05 (чёрная пунктирная кривая), *astrophysical* (H18, красная пунктирная кривая), *astrophysical R* (H18, синяя пунктирная кривая). 106

- 4.28 Упрощённая геометрическая схема ЭМ каскада. На ней показаны три главные стадии развития каскада: высокоэнергичная стадия, стадия активного развития каскада и низкоэнергичная стадия. Красными конусами обозначена высокоэнергичная стадия, зелёными параболическими сегментами — стадия активного развития каскада, синими параллельными линиями — низкоэнергичная стадия. Верхняя часть рисунка соответствует приближению слабой универсальности, средняя часть — случаю, когда все процессы учтены, а нижняя — случаю, когда дополнительные процессы не учитываются. S обозначает источник, O — наблюдателя. 109
- 4.29 Наблюдаемые спектры гамма-квантов и электронов с учётом взаимодействий первичных частиц с универсальным радиофоном и процессов DPP и TRP (сплошные гистограммы), а также те же самые спектры без учёта этих процессов (пунктирные гистограммы). Чёрные гистограммы обозначают наблюдаемые спектры гамма-квантов от первичных гамма-квантов, красные гистограммы — спектры гамма-квантов от первичных электронов, синие гистограммы — спектры электронов от первичных гамма-квантов, пурпурные гистограммы — спектры электронов от первичных электронов. 111

Список таблиц

4.1	Оценки величины наблюдаемого угла θ_{obs} [°] для моделей магнитного поля с разным числом филаментов.	88
-----	--	----

Литература

1. Progress in unveiling extreme particle acceleration in persistent astrophysical jets / J. Biteau, E. Prandini, L. Costamante et al. // *Nature Astronomy*. 2020. Jan.. Vol. 4, no. 2. P. 124–131. URL: <https://doi.org/10.1038/s41550-019-0988-4>.
2. A low level of extragalactic background light as revealed by γ -rays from blazars / F. Aharonian, A. G. Akhperjanian, A. R. Bazer-Bachi et al. // *Nature*. 2006. Apr.. Vol. 440, no. 7087. P. 1018–1021. URL: <https://doi.org/10.1038/nature04680>.
3. Neronov A., Semikoz D. V. Sensitivity of γ -ray telescopes for detection of magnetic fields in the intergalactic medium // *Physical Review D*. 2009. Dec.. Vol. 80, no. 12. URL: <https://doi.org/10.1103/physrevd.80.123012>.
4. Neronov A., Vovk I. Evidence for Strong Extragalactic Magnetic Fields from Fermi Observations of TeV Blazars // *Science*. 2010. Apr.. Vol. 328, no. 5974. P. 73–75. URL: <https://doi.org/10.1126/science.1184192>.
5. Horns D., Meyer M. Indications for a pair-production anomaly from the propagation of VHE gamma-rays // *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*. 2012. Feb.. Vol. 2012, no. 02. P. 033–033. URL: <https://doi.org/10.1088/1475-7516/2012/02/033>.
6. Korochkin A., Rubtsov G., Troitsky S. Search for anomalous features in gamma-ray blazar spectra corrected for the absorption on the extragalactic background light // *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*. 2019. Dec.. Vol. 2019, no. 12. P. 002–002. URL: <https://doi.org/10.1088/1475-7516/2019/12/002>.
7. Cascades from primary gamma rays and nuclei as a source of background in searches for oscillations between photons and axion-like particles / S. A. Baklagin, T. A. Dzhatdoev, A. P. Kircheva [и др.] // *Physics of Particles and Nuclei*. 2018. Jan.. T. 49, № 1. С. 90–93. URL: <https://doi.org/10.1134/s1063779618010045>.
8. CRPropa 3—a public astrophysical simulation framework for propagating extraterrestrial ultra-high energy particles / Rafael Alves Batista, Andrej Dundovic, Martin Erdmann [и др.] // *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*. 2016. May. T. 2016, № 05. С. 038–038. URL: <https://doi.org/10.1088/1475-7516/2016/05/038>.

9. Kachelrieß M., Ostapchenko S., Tomàs R. ELMAG: A Monte Carlo simulation of electromagnetic cascades on the extragalactic background light and in magnetic fields // *Computer Physics Communications*. 2012. Apr.. Vol. 183, no. 4. P. 1036–1043. URL: <https://doi.org/10.1016/j.cpc.2011.12.025>.
10. Constrained simulations of the magnetic field in the local Universe and the propagation of ultrahigh energy cosmic rays / K. Dolag, D. Grasso, V. Springel et al. // *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*. 2005. Jan.. Vol. 2005, no. 01. P. 009–009. URL: <https://doi.org/10.1088/1475-7516/2005/01/009>.
11. Simulations of ultra-high energy cosmic rays in the local Universe and the origin of cosmic magnetic fields / S. Hackstein, F. Vazza, M. Brüggen et al. // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 2018. Jan.. Vol. 475, no. 2. P. 2519–2529. URL: <https://doi.org/10.1093/mnras/stx3354>.
12. Berezhinsky V., Kalashev O. High-energy electromagnetic cascades in extragalactic space: Physics and features // *Physical Review D*. 2016. Jul.. Vol. 94, no. 2. URL: <https://doi.org/10.1103/physrevd.94.023007>.
13. BLAZARS AS ULTRA-HIGH-ENERGY COSMIC-RAY SOURCES: IMPLICATIONS FOR TeV GAMMA-RAY OBSERVATIONS / K. Murase, C. D. Dermer, H. Takami et al. // *The Astrophysical Journal*. 2012. Mar.. Vol. 749, no. 1. P. 63. URL: <https://doi.org/10.1088/0004-637x/749/1/63>.
14. ROLE OF LINE-OF-SIGHT COSMIC-RAY INTERACTIONS IN FORMING THE SPECTRA OF DISTANT BLAZARS IN TeV GAMMA RAYS AND HIGH-ENERGY NEUTRINOS / W. Essey, O. Kalashev, A. Kusenko et al. // *The Astrophysical Journal*. 2011. Mar.. Vol. 731, no. 1. P. 51. URL: <https://doi.org/10.1088/0004-637x/731/1/51>.
15. Berezhinsky V., Gazizov A., Grigorieva S. On astrophysical solution to ultrahigh energy cosmic rays // *Physical Review D*. 2006. Aug.. Vol. 74, no. 4. URL: <https://doi.org/10.1103/physrevd.74.043005>.
16. Kelner S. R., Aharonian F. A. Energy spectra of gamma rays, electrons, and neutrinos produced at interactions of relativistic protons with low energy radiation // *Physical Review D*. 2008. Aug.. T. 78, № 3. URL: <https://doi.org/10.1103/physrevd.78.034013>.
17. Allard Denis. Extragalactic propagation of ultrahigh energy cosmic-rays // *Astroparticle Physics*. 2012. Dec.. T. 39-40. C. 33–43. URL: <https://doi.org/10.1016/j.astropartphys.2011.10.011>.

18. Eichmann B. High Energy Cosmic Rays from Fanaroff-Riley radio galaxies // *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*. 2019. May. T. 2019, № 05. C. 009–009. URL: <https://doi.org/10.1088/1475-7516/2019/05/009>.
19. Kneiske T. M., Dole H. A lower-limit flux for the extragalactic background light // *Astronomy & Astrophysics*. 2010. Jun.. Vol. 515. P. A19. URL: <https://doi.org/10.1051/0004-6361/200912000>.
20. Semi-analytic modelling of the extragalactic background light and consequences for extragalactic gamma-ray spectra / R. C. Gilmore, R. S. Somerville, J. R. Primack et al. // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 2012. Apr.. Vol. 422, no. 4. P. 3189–3207. URL: <https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2012.20841.x>.
21. Khalikov Emil V., Dzhatdov Timur A. Observable spectral and angular distributions of γ -rays from extragalactic ultrahigh energy cosmic ray accelerators: the case of extreme TeV blazars // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 2021. May. T. 505, № 2. C. 1940–1953. URL: <https://doi.org/10.1093/mnras/stab1393>.
22. Khalikov Emil. Modeling Gamma-Ray SEDs and Angular Extensions of Extreme TeV Blazars from Intergalactic Proton-Initiated Cascades in Contemporary Astrophysical EGMF Models // *Universe*. 2021. Jun.. T. 7, № 7. C. 220. URL: <https://doi.org/10.3390/universe7070220>.
23. Electromagnetic cascade masquerade: a way to mimic γ -axion-like particle mixing effects in blazar spectra / T. A. Dzhatdov, E. V. Khalikov, A. P. Kircheva et al. // *Astronomy & Astrophysics*. 2017. Jul.. Vol. 603. P. A59. URL: <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201629660>.
24. Signatures of blazar spectra in the electromagnetic and hadronic intergalactic cascade models / T. A. Dzhatdov, A. P. Kircheva, A. A. Lyukshin et al. // *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics*. 2017. Apr.. Vol. 81, no. 4. P. 443–445. URL: <https://doi.org/10.3103/s1062873817040165>.
25. Intergalactic γ -ray propagation: basic ideas, processes, and constraints / Timur Dzhatdov, Emil Khalikov, Egor Podlesnyi [и др.] // *Journal of Physics: Conference Series*. 2019. Feb.. T. 1181. C. 012049. URL: <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1181/1/012049>.
26. Testing models of extragalactic γ -ray propagation using observations of extreme blazars in GeV and TeV energy ranges / T A Dzhatdov, E V Khalikov, A P Kircheva [и др.] // *Journal of Physics: Conference Series*. 2017. Jan.. T. 798. C. 012002. URL: <https://doi.org/10.1088/1742-6596/798/1/012002>.

27. Intergalactic electromagnetic cascades in the magnetized Universe as a tool of astroparticle physics / T. Dzhatdov, E. Khalikov, A. Kircheva et al. // EPJ Web of Conferences. 2018. Vol. 191. P. 08009. URL: <https://doi.org/10.1051/epjconf/201819108009>.
28. The VHE anomaly in blazar spectra and related phenomena / T. Dzhatdov, E. Khalikov, A. Kircheva et al. // EPJ Web of Conferences. 2017. Vol. 145. P. 17002. URL: <https://doi.org/10.1051/epjconf/201714517002>.
29. Dzhatdov T., Khalikov E., Kircheva A. Extragalactic gamma-ray propagation: beyond the absorption-only model // Proceedings of 35th International Cosmic Ray Conference – PoS(ICRC2017). Sissa Medialab, 2017. Aug.. URL: <https://doi.org/10.22323/1.301.0866>.
30. Khalikov E., Dzhatdov T. An excess of extreme TeV blazars from the Fermi LAT distribution on the voidiness parameter // Proceedings of 35th International Cosmic Ray Conference – PoS(ICRC2017). Sissa Medialab, 2017. Aug.. URL: <https://doi.org/10.22323/1.301.0863>.
31. Winkler C. INTEGRAL: Overview and mission concept // The Astrophysical Journal Supplement Series. 1994. Jun.. Vol. 92. P. 327. URL: <https://doi.org/10.1086/191973>.
32. Instrument description and performance of the Imaging Gamma-Ray Telescope COMPTEL aboard the Compton Gamma-Ray Observatory / V. Schoenfelder, H. Aarts, K. Bennett et al. // The Astrophysical Journal Supplement Series. 1993. Jun.. Vol. 86. P. 657. URL: <https://doi.org/10.1086/191794>.
33. The AGILE Mission / M. Tavani, G. Barbiellini, A. Argan [и др.] // Astronomy & Astrophysics. 2009. Jan.. T. 502, № 3. C. 995–1013. URL: <https://doi.org/10.1051/0004-6361/200810527>.
34. THE LARGE AREA TELESCOPE ON THE FERMI GAMMA-RAY SPACE TELESCOPE MISSION / W. B. Atwood, A. A. Abdo, M. Ackermann et al. // The Astrophysical Journal. 2009. May. Vol. 697, no. 2. P. 1071–1102. URL: <https://doi.org/10.1088/0004-637x/697/2/1071>.
35. Observations of the Crab nebula with HESS / F. Aharonian, A. G. Akhperjanian, A. R. Bazer-Bachi et al. // Astronomy & Astrophysics. 2006. Sep.. Vol. 457, no. 3. P. 899–915. URL: <https://doi.org/10.1051/0004-6361:20065351>.
36. Performance of the MAGIC stereo system obtained with Crab Nebula data / J. Aleksić, E. Alvarez, L. Antonelli et al. // Astroparticle Physics. 2012. Feb.. Vol. 35, no. 7. P. 435–448. URL: <https://doi.org/10.1016/j.astropartphys.2011.11.007>.

37. The first VERITAS telescope / J. Holder, R. Atkins, H. Badran et al. // *Astroparticle Physics*. 2006. Jul.. Vol. 25, no. 6. P. 391–401. URL: <https://doi.org/10.1016/j.astropartphys.2006.04.002>.
38. Introducing the CTA concept / B. Acharya, M. Actis, T. Aghajani et al. // *Astroparticle Physics*. 2013. Mar.. Vol. 43. P. 3–18. URL: <https://doi.org/10.1016/j.astropartphys.2013.01.007>.
39. Observation of TeV Gamma Rays from the Crab Nebula with Milagro Using a New Background Rejection Technique / R. Atkins, W. Benbow, D. Berley et al. // *The Astrophysical Journal*. 2003. Oct.. Vol. 595, no. 2. P. 803–811. URL: <https://doi.org/10.1086/377498>.
40. The 2HWC HAWC Observatory Gamma-Ray Catalog / A. U. Abeysekara, A. Albert, R. Alfaro [и др.] // *The Astrophysical Journal*. 2017. Jun.. T. 843, № 1. C. 40. URL: <https://doi.org/10.3847/1538-4357/aa7556>.
41. The Large High Altitude Air Shower Observatory (LHAASO) Science White Paper / X. Bai, B. Y. Bi, X. J. Bi [и др.] // *arXiv e-prints*. 2019. May. C. arXiv:1905.02773.
42. Peterson L., Winckler J. R. Short γ -Ray Burst from a Solar Flare // *Physical Review Letters*. 1958. Sep.. T. 1, № 6. C. 205–206. URL: <https://doi.org/10.1103/physrevlett.1.205>.
43. Hess W. N., Kaifer R. C. The OSO-1 solar neutron experiment // *Solar Physics*. 1967. Sep.. T. 2, № 2. C. 202–210. URL: <https://doi.org/10.1007/bf00155921>.
44. Explorer XI Experiment on Cosmic Gamma Rays. / W. Kraushaar, G. W. Clark, G. Garmire et al. // *The Astrophysical Journal*. 1965. Apr.. Vol. 141. P. 845. URL: <https://doi.org/10.1086/148179>.
45. Gamma rays in space, Ranger 3 / J. R. Arnold, A. E. Metzger, E. C. Anderson et al. // *Journal of Geophysical Research*. 1962. Nov.. Vol. 67, no. 12. P. 4878–4880. URL: <https://doi.org/10.1029/jz067i012p04878>.
46. High-Energy Cosmic Gamma-Ray Observations from the OSO-3 Satellite / W. L. Kraushaar, G. W. Clark, G. P. Garmire et al. // *The Astrophysical Journal*. 1972. Nov.. Vol. 177. P. 341. URL: <https://doi.org/10.1086/151713>.
47. Fichtel C. E., Simpson G. A., Thompson D. J. Diffuse gamma radiation // *The Astrophysical Journal*. 1978. Jun.. T. 222. C. 833. URL: <https://doi.org/10.1086/156202>.
48. Murthy P. V. R., Wolfendale A. W. *Gamma-ray Astronomy*. Cambridge University Press, 1993. Apr.. URL: <https://doi.org/10.1017/cbo9780511564840>.

49. The COS-B experiment for gamma-ray astronomy. / G. F. Bignami, G. Boella, J. J. Burger et al. // *Space Science Instrumentation*. 1975. Aug.. Vol. 1. P. 245–268.
50. Thompson D. J. Space detectors for gamma rays (100 MeV–100 GeV): From EGRET to Fermi LAT // *Comptes Rendus Physique*. 2015. Aug.. Vol. 16, no. 6-7. P. 600–609. URL: <https://doi.org/10.1016/j.crhy.2015.07.002>.
51. EGRET Observations of the Diffuse Gamma-Ray Emission from the Galactic Plane / S. D. Hunter, D. L. Bertsch, J. R. Catelli et al. // *The Astrophysical Journal*. 1997. May. Vol. 481, no. 1. P. 205–240. URL: <https://doi.org/10.1086/304012>.
52. Casandjian J. M., Grenier I. A. A revised catalogue of EGRET γ -ray sources // *Astronomy & Astrophysics*. 2008. Jul.. Vol. 489, no. 2. P. 849–883. URL: <https://doi.org/10.1051/0004-6361:200809685>.
53. Hillas A. Evolution of ground-based gamma-ray astronomy from the early days to the Cherenkov Telescope Arrays // *Astroparticle Physics*. 2013. Mar.. Vol. 43. P. 19–43. URL: <https://doi.org/10.1016/j.astropartphys.2012.06.002>.
54. Fermi Large Area Telescope Fourth Source Catalog / S. Abdollahi, F. Acero, M. Ackermann et al. // *The Astrophysical Journal Supplement Series*. 2020. Mar.. Vol. 247, no. 1. P. 33. URL: <https://doi.org/10.3847/1538-4365/ab6bcb>.
55. Su M., Slatyer T. R., Finkbeiner D. P. GIANT GAMMA-RAY BUBBLES FROM FERMI-LAT: ACTIVE GALACTIC NUCLEUS ACTIVITY OR BIPO-LAR GALACTIC WIND? // *The Astrophysical Journal*. 2010. Nov.. Vol. 724, no. 2. P. 1044–1082. URL: <https://doi.org/10.1088/0004-637x/724/2/1044>.
56. The Fermi-LAT Collaboration. Fermi establishes classical novae as a distinct class of gamma-ray sources // *Science*. 2014. Jul.. Vol. 345, no. 6196. P. 554–558. URL: <https://doi.org/10.1126/science.1253947>.
57. Searching for Dark Matter Annihilation from Milky Way Dwarf Spheroidal Galaxies with Six Years of Fermi Large Area Telescope Data / M. Ackermann, A. Albert, B. Anderson et al. // *Physical Review Letters*. 2015. Nov.. Vol. 115, no. 23. URL: <https://doi.org/10.1103/physrevlett.115.231301>.
58. Spectrum of the Isotropic Diffuse Gamma-Ray Emission Derived from First-Year Fermi Large Area Telescope Data / A. A. Abdo, M. Ackermann, M. Ajello et al. // *Physical Review Letters*. 2010. Mar.. Vol. 104, no. 10. URL: <https://doi.org/10.1103/physrevlett.104.101101>.
59. THE SPECTRUM OF ISOTROPIC DIFFUSE GAMMA-RAY EMISSION BETWEEN 100 MeV AND 820 GeV / M. Ackermann, M. Ajello, A. Albert

- et al. // *The Astrophysical Journal*. 2015. Jan.. Vol. 799, no. 1. P. 86. URL: <https://doi.org/10.1088/0004-637x/799/1/86>.
60. Restricting UHECRs and cosmogenic neutrinos with Fermi-LAT / V. Berezhinsky, A. Gazizov, M. Kachelrieß et al. // *Physics Letters B*. 2011. Jan.. Vol. 695, no. 1-4. P. 13–18. URL: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2010.11.019>.
 61. GZK neutrinos after the Fermi-LAT diffuse photon flux measurement / M. Ahlers, L. Anchordoqui, M. Gonzalez–Garcia et al. // *Astroparticle Physics*. 2010. Sep.. Vol. 34, no. 2. P. 106–115. URL: <https://doi.org/10.1016/j.astropartphys.2010.06.003>.
 62. Gelmini G. B., Kalashev O., Semikoz D. V. Gamma-ray constraints on maximum cosmogenic neutrino fluxes and UHECR source evolution models // *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*. 2012. Jan.. Vol. 2012, no. 01. P. 044–044. URL: <https://doi.org/10.1088/1475-7516/2012/01/044>.
 63. The Fermi LAT collaboration. Limits on dark matter annihilation signals from the Fermi LAT 4-year measurement of the isotropic gamma-ray background // *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*. 2015. Sep.. Vol. 2015, no. 09. P. 008–008. URL: <https://doi.org/10.1088/1475-7516/2015/09/008>.
 64. Kalashev O., Kuznetsov M. Constraining heavy decaying dark matter with the high energy gamma-ray limits // *Physical Review D*. 2016. Sep.. Vol. 94, no. 6. URL: <https://doi.org/10.1103/physrevd.94.063535>.
 65. γ -ray Constraints on Decaying Dark Matter and Implications for IceCube / T. Cohen, K. Murase, N. L. Rodd et al. // *Physical Review Letters*. 2017. Jul.. Vol. 119, no. 2. URL: <https://doi.org/10.1103/physrevlett.119.021102>.
 66. The Imprint of the Extragalactic Background Light in the Gamma-Ray Spectra of Blazars / M. Ackermann, M. Ajello, A. Allafort et al. // *Science*. 2012. Nov.. Vol. 338, no. 6111. P. 1190–1192. URL: <https://doi.org/10.1126/science.1227160>.
 67. All-sky Medium Energy Gamma-ray Observatory: Exploring the Extreme Multimessenger Universe / J. McEnery, A. van der Horst, A. Dominguez et al. // *Bulletin of the American Astronomical Society*. Vol. 51. 2019. Sep.. P. 245.
 68. High-energy 3D calorimeter for use in gamma-ray astronomy based on position-sensitive virtual Frisch-grid CdZnTe detectors / A. Moiseev, A. Bolotnikov, G. DeGeronimo [и др.] // *Journal of Instrumentation*. 2017. Dec.. T. 12, № 12. C. C12037–C12037. URL: <https://doi.org/10.1088/1748-0221/12/12/c12037>.
 69. Science with e-ASTROGAM / A. DeAngelis, V. Tatischeff, I. Grenier et al. // *Journal of High Energy Astrophysics*. 2018. Aug.. Vol. 19. P. 1–106. URL: <https://doi.org/10.1016/j.jheap.2018.07.001>.

70. Knödlseher J. The future of gamma-ray astronomy // *Comptes Rendus Physique*. 2016. Jun.. Vol. 17, no. 6. P. 663–678. URL: <https://doi.org/10.1016/j.crhy.2016.04.008>.
71. GAMMA-400 gamma-ray observatory / N. P. Topchiev, A. M. Galper, V. Bonvicini et al. // *arXiv e-prints*. 2015. Jul.. P. arXiv:1507.06246.
72. Dzhatdov T., Podlesnyi E. Massive Argon Space Telescope (MAST): A concept of heavy time projection chamber for γ -ray astronomy in the 100 MeV–1 TeV energy range // *Astroparticle Physics*. 2019. Nov.. Vol. 112. P. 1–7. URL: <https://doi.org/10.1016/j.astropartphys.2019.04.004>.
73. de Naurois M., Mazin D. Ground-based detectors in very-high-energy gamma-ray astronomy // *Comptes Rendus Physique*. 2015. Aug.. Vol. 16, no. 6-7. P. 610–627. URL: <https://doi.org/10.1016/j.crhy.2015.08.011>.
74. Rossi B., Greisen K. Cosmic-Ray Theory // *Reviews of Modern Physics*. 1941. Oct.. Vol. 13, no. 4. P. 240–309. URL: <https://doi.org/10.1103/revmodphys.13.240>.
75. High energy astrophysics with ground-based gamma ray detectors / F. Aharonian, J. Buckley, T. Kifune et al. // *Reports on Progress in Physics*. 2008. Aug.. Vol. 71, no. 9. P. 096901. URL: <https://doi.org/10.1088/0034-4885/71/9/096901>.
76. Greisen K. *Progress in Cosmic Ray Physics*. 1956. Vol. 3. P. 134.
77. MAGIC Collaboration. Teraelectronvolt emission from the γ -ray burst GRB 190114C // *Nature*. 2019. Nov.. Vol. 575, no. 7783. P. 455–458. URL: <https://doi.org/10.1038/s41586-019-1750-x>.
78. GALBRAITH W., JELLEY J. V. Light Pulses from the Night Sky associated with Cosmic Rays // *Nature*. 1953. Feb.. Vol. 171, no. 4347. P. 349–350. URL: <https://doi.org/10.1038/171349a0>.
79. Nesterova N., Chudakov A. Observation of Cherenkov Radiation Accompanying Extensive Air Showers of Cosmic Rays // *Journal of Experimental and Theoretical Physics*. 1955. Vol. 28. P. 388–389.
80. G. G. Fazio, H. F. Helmken, G. H. Rieke et al. // *Proceedings of the 11th International Cosmic Ray Conference*. 1970. P. 115–118.
81. Detection of High-Energy Gamma Rays from the Crab Nebula / G. G. Fazio, H. F. Helmken, E. O'Mongain et al. // *The Astrophysical Journal*. 1972. Aug.. Vol. 175. P. L117. URL: <https://doi.org/10.1086/180998>.
82. Jelley J. V., Porter N. A. Čerenkov Radiation from the Night Sky, and its Application to γ -Ray Astronomy // *Quarterly Journal of the Royal Astronomical Society*. 1963. Sep.. Vol. 4. P. 275.

83. Cherenkov gamma-ray telescopes: Past, present, future. The ALEGRO project / A. M. Bykov, F. A. Aharonian, A. M. Krassilchtchikov [и др.] // *Technical Physics*. 2017. Jun.. T. 62, № 6. С. 819–836. URL: <https://doi.org/10.1134/s106378421706007x>.
84. A search for discrete gamma-ray sources of energy greater than 2 10¹² eV / A. A. Stepanian, B. M. Vladimirsky, Yu. I. Neshpor [и др.] // *Astrophysics and Space Science*. 1975. Dec.. T. 38, № 2. С. 267–282. URL: <https://doi.org/10.1007/bf00647127>.
85. Turver K., Weekes T. Gamma-rays above 100 GeV // *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*. 1981. Jun.. Vol. 301, no. 1462. P. 615–628. URL: <https://doi.org/10.1098/rsta.1981.0140>.
86. Hillas A. M. Cerenkov Light Images of EAS Produced by Primary Gamma Rays and by Nuclei // 19th International Cosmic Ray Conference (ICRC19), Volume 3. Т. 3 из *International Cosmic Ray Conference*. 1985. Aug.. С. 445.
87. TeV observations of the Crab Nebula and other Plerions in the Epoch 1988-91 / M. J. Lang, C. W. Akerlof, M. F. Cawley et al. // *International Cosmic Ray Conference*. Vol. 1 of *International Cosmic Ray Conference*. 1991. Aug.. P. 204.
88. B. Vladimirsky, Y. Zyskin, Y. Neshpor et al. // *Proceedings of the Very High Energy Gamma-Ray Astronomy Conference, Crimea*. 1991. P. 21.
89. A System of Air Cherenkov Telescopes in the HEGRA Array / F. A. Aharonian, A. G. Akhperjanian, A. S. Kankanian et al. // *International Cosmic Ray Conference*. Vol. 2 of *International Cosmic Ray Conference*. 1991. Aug.. P. 615.
90. The Crab Nebula and Pulsar between 500 GeV and 80 TeV: Observations with the HEGRA Stereoscopic Air Cerenkov Telescopes / F. Aharonian, A. Akhperjanian, M. Beilicke et al. // *The Astrophysical Journal*. 2004. Oct.. Vol. 614, no. 2. P. 897–913. URL: <https://doi.org/10.1086/423931>.
91. Measurement of the flux, spectrum, and variability of TeV γ -rays from MKN 501 during a state of high activity. / F. Aharonian, A. G. Akhperjanian, J. A. Barrio et al. // *Astronomy and Astrophysics*. 1997. Nov.. Vol. 327. P. L5–L8.
92. Gamma ray spectrum of the crab nebula in the multi TeV region / P. Baillon, L. Behr, S. Danagoulian et al. // *Astroparticle Physics*. 1993. Dec.. Vol. 1, no. 4. P. 341–355. URL: [https://doi.org/10.1016/0927-6505\(93\)90001-t](https://doi.org/10.1016/0927-6505(93)90001-t).
93. Pachmarhi array of Cerenkov telescopes / P. N. Bhat, B. S. Acharya, V. R. Chitnis et al. // *Bulletin of the Astronomical Society of India*. 2000. Jun.. Vol. 28. P. 455–457.

94. Detection of TeV photons from the active galaxy Markarian 421 / M. Punch, C. W. Akerlof, M. F. Cawley et al. // *Nature*. 1992. Aug.. Vol. 358, no. 6386. P. 477–478. URL: <https://doi.org/10.1038/358477a0>.
95. Piron F. // *Proceedings, 26th International Cosmic Ray Conference (ICRC)*. 1999. Vol. 3. P. 326.
96. The CANGAROO Project 3.8m Telescope / S. Ebisuzaki, P. G. Edwards, H. Fujii et al. // *International Cosmic Ray Conference*. Vol. 2 of *International Cosmic Ray Conference*. 1991. Aug.. P. 607.
97. Detection of Sub-TeV Gamma Rays from the Galactic Center Direction by CANGAROO-II / K. Tsuchiya, R. Enomoto, L. T. Ksenofontov et al. // *The Astrophysical Journal*. 2004. Apr.. Vol. 606, no. 2. P. L115–L118. URL: <https://doi.org/10.1086/421292>.
98. Cortina J., Goebel F., Schweizer T. Technical Performance of the MAGIC Telescopes // *arXiv e-prints*. 2009. Jul.. P. arXiv:0907.1211.
99. Discovery of VHE γ -ray emission from the very distant BL Lac KUV 00311-1938 by H.E.S.S. / Y. Becherini, C. Boisson, M. Cerruti et al. *AIP*, 2012. URL: <https://doi.org/10.1063/1.4772304>.
100. Teraelectronvolt pulsed emission from the Crab Pulsar detected by MAGIC / S. Ansoldi, L. A. Antonelli, P. Antoranz et al. // *Astronomy & Astrophysics*. 2016. Jan.. Vol. 585. P. A133. URL: <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201526853>.
101. VERY HIGH ENERGY γ -RAYS FROM THE UNIVERSE'S MIDDLE AGE: DETECTION OF THE $z = 0.940$ BLAZAR PKS 1441+25 WITH MAGIC / M. L. Ahnen, S. Ansoldi, L. A. Antonelli et al. // *The Astrophysical Journal*. 2015. Dec.. Vol. 815, no. 2. P. L23. URL: <https://doi.org/10.1088/2041-8205/815/2/L23>.
102. Observation of inverse Compton emission from a long γ -ray burst / P. Veres, , P. N. Bhat et al. // *Nature*. 2019. Nov.. Vol. 575, no. 7783. P. 459–463. URL: <https://doi.org/10.1038/s41586-019-1754-6>.
103. Extremely fast acceleration of cosmic rays in a supernova remnant / Y. Uchiyama, F. A. Aharonian, T. Tanaka et al. // *Nature*. 2007. Oct.. Vol. 449, no. 7162. P. 576–578. URL: <https://doi.org/10.1038/nature06210>.
104. H.E.S.S. Collaboration. Resolving the Crab pulsar wind nebula at teraelectronvolt energies // *Nature Astronomy*. 2019. Oct.. Vol. 4, no. 2. P. 167–173. URL: <https://doi.org/10.1038/s41550-019-0910-0>.

105. A very-high-energy component deep in the γ -ray burst afterglow / H. Abdalla, R. Adam, F. Aharonian et al. // *Nature*. 2019. Nov.. Vol. 575, no. 7783. P. 464–467. URL: <https://doi.org/10.1038/s41586-019-1743-9>.
106. THE 2010 VERY HIGH ENERGY γ -RAY FLARE AND 10 YEARS OF MULTI-WAVELENGTH OBSERVATIONS OF M 87 / A. Abramowski, F. Acero, F. Aharonian et al. // *The Astrophysical Journal*. 2012. Feb.. Vol. 746, no. 2. P. 151. URL: <https://doi.org/10.1088/0004-637x/746/2/151>.
107. Detection of Pulsed Gamma Rays Above 100 GeV from the Crab Pulsar / The VERITAS Collaboration, E. Aliu, T. Arlen et al. // *Science*. 2011. Oct.. Vol. 334, no. 6052. P. 69–72. URL: <https://doi.org/10.1126/science.1208192>.
108. DISCOVERY OF TeV GAMMA-RAY EMISSION FROM TYCHO 'S SUPERNOVA REMNANT / V. A. Acciari, E. Aliu, T. Arlen et al. // *The Astrophysical Journal*. 2011. Mar.. Vol. 730, no. 2. P. L20. URL: <https://doi.org/10.1088/2041-8205/730/2/L20>.
109. FERMI -LAT DISCOVERY OF GeV GAMMA-RAY EMISSION FROM THE YOUNG SUPERNOVA REMNANT CASSIOPEIA A / A. A. Abdo, M. Ackermann, M. Ajello [и др.] // *The Astrophysical Journal*. 2010. Jan.. T. 710, № 1. C. L92–L97. URL: <https://doi.org/10.1088/2041-8205/710/1/L92>.
110. Benbow W. Highlights from the VERITAS AGN Observation Program // arXiv e-prints. 2019. Sep.. P. arXiv:1909.05323.
111. Observation of Anisotropy of TeV Cosmic Rays with Two Years of HAWC / A. U. Abeysekara, R. Alfaro, C. Alvarez et al. // *The Astrophysical Journal*. 2018. Sep.. Vol. 865, no. 1. P. 57. URL: <https://doi.org/10.3847/1538-4357/aad90c>.
112. HAWC observations strongly favor pulsar interpretations of the cosmic-ray positron excess / D. Hooper, I. Cholis, T. Linden et al. // *Physical Review D*. 2017. Nov.. Vol. 96, no. 10. URL: <https://doi.org/10.1103/physrevd.96.103013>.
113. Very-high-energy particle acceleration powered by the jets of the microquasar SS 433 / A. U. Abeysekara, A. Albert, R. Alfaro et al. // *Nature*. 2018. Oct.. Vol. 562, no. 7725. P. 82–85. URL: <https://doi.org/10.1038/s41586-018-0565-5>.
114. Weisgarber T. Highlights from the HAWC Observatory // *Nuclear and Particle Physics Proceedings*. 2019. Sep.. Vol. 306-308. P. 12–19. URL: <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysbps.2019.07.002>.
115. The Carpet-3 Multipurpose Air Shower Array of the Baksan Neutrino Observatory of the Institute for Nuclear Research, Russian Academy of Sciences / D. D. Dzhappuev, V. I. Volchenko, G. V. Volchenko [и др.] // *Physics*

- of Particles and Nuclei. 2018. Jul.. T. 49, № 4. C. 623–627. URL: <https://doi.org/10.1134/s1063779618040214>.
116. The ultra-high energy gamma-ray burst from the Crab Nebula observed by the Baksan EAS array / V. V. Alexeenko, Y. M. Andreyev, A. E. Chudakov [и др.] // Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics. 1992. Apr.. T. 18, № 4. C. L83–L88. URL: <https://doi.org/10.1088/0954-3899/18/4/001>.
 117. Monte Carlo studies for the optimisation of the Cherenkov Telescope Array layout / A. Acharyya, I. Agudo, E. Angüner et al. // Astroparticle Physics. 2019. Sep.. Vol. 111. P. 35–53. URL: <https://doi.org/10.1016/j.astropartphys.2019.04.001>.
 118. Cherenkov Telescope Array Consortium. The LST-1 Detects its First Gamma-Ray Signal. 2020. URL: <https://www.cta-observatory.org/lst1-detects-first-gamma-ray-signal/>.
 119. Science with the Cherenkov Telescope Array / Cherenkov Telescope Array Consortium, B. S. Acharya, I. Agudo et al. 2019.
 120. Koul R., Rannot R., Mitra A. Proc. 32nd International Cosmic Ray Conference held at Beijing // China. 2011. Vol. 9. P. 107.
 121. Ultrahigh-energy photons up to 1.4 petaelectronvolts from 12 γ -ray Galactic sources / Zhen Cao, F. A. Aharonian, Q. An [и др.] // Nature. 2021. May. T. 594, № 7861. C. 33–36. URL: <https://doi.org/10.1038/s41586-021-03498-z>.
 122. The TAIGA experiment: From cosmic-ray to gamma-ray astronomy in the Tunka valley / N. Budnev, I. Astapov, N. Barbashina [и др.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2017. Feb.. T. 845. C. 330–333. URL: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2016.06.041>.
 123. TAIGA—an advanced hybrid detector complex for astroparticle physics and high energy gamma-ray astronomy in the Tunka valley / N. Budnev, I. Astapov, P. Bezyazeev [и др.] // Journal of Instrumentation. 2020. Sep.. T. 15, № 09. C. C09031–C09031. URL: <https://doi.org/10.1088/1748-0221/15/09/c09031>.
 124. Cherenkov EAS arrays in the Tunka astrophysical center: From Tunka-133 to the TAIGA gamma and cosmic ray hybrid detector / L. Kuzmichev, I. Astapov, P. Bezyazeev [и др.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2020. Feb.. T. 952. C. 161830. URL: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2019.01.056>.
 125. Active galactic nuclei: what's in a name? / P. Padovani, D. M. Alexander, R. J. Assef et al. // The Astronomy and Astrophysics Review. 2017. Aug.. Vol. 25, no. 1. URL: <https://doi.org/10.1007/s00159-017-0102-9>.

126. Shakura N. I., Sunyaev R. A. Reprint of 1973A&A....24..337S. Black holes in binary systems. Observational appearance. // *Astronomy and Astrophysics*. 1973. Jun.. Vol. 500. P. 33–51.
127. Esin A. A. Heating and Cooling of Hot Accretion Flows by Nonlocal Radiation // *The Astrophysical Journal*. 1997. Jun.. Vol. 482, no. 1. P. 400–413. URL: <https://doi.org/10.1086/304129>.
128. Advection-dominated Accretion Model of Sagittarius A*: Evidence for a Black Hole at the Galactic Center / R. Narayan, R. Mahadevan, J. E. Grindlay et al. // *The Astrophysical Journal*. 1998. Jan.. Vol. 492, no. 2. P. 554–568. URL: <https://doi.org/10.1086/305070>.
129. Beckmann Volker, Shrader Chris. *Active Galactic Nuclei*. John Wiley & Sons, 2012.
130. Urry C. M., Padovani P. Unified Schemes for Radio-Loud Active Galactic Nuclei // *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*. 1995. Sep.. Vol. 107. P. 803. URL: <https://doi.org/10.1086/133630>.
131. Poutanen J., Stern B. GeV BREAKS IN BLAZARS AS A RESULT OF GAMMA-RAY ABSORPTION WITHIN THE BROAD-LINE REGION // *The Astrophysical Journal*. 2010. Jun.. Vol. 717, no. 2. P. L118–L121. URL: <https://doi.org/10.1088/2041-8205/717/2/L118>.
132. Unifying models for X-ray-selected and radio-selected BL Lac objects / G. Fossati, A. Celotti, G. Ghisellini et al. // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 1997. Jul.. Vol. 289, no. 1. P. 136–150. URL: <https://doi.org/10.1093/mnras/289.1.136>.
133. Hard X-ray properties of blazars / D. Donato, G. Ghisellini, G. Tagliaferri et al. // *Astronomy & Astrophysics*. 2001. Sep.. Vol. 375, no. 3. P. 739–751. URL: <https://doi.org/10.1051/0004-6361:20010675>.
134. Ghisellini G. The Blazar Sequence 2.0 // *Galaxies*. 2016. Sep.. Vol. 4, no. 4. P. 36. URL: <https://doi.org/10.3390/galaxies4040036>.
135. The Fermi blazar sequence / G. Ghisellini, C. Righi, L. Costamante et al. // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 2017. Apr.. Vol. 469, no. 1. P. 255–266. URL: <https://doi.org/10.1093/mnras/stx806>.
136. A simplified view of blazars: clearing the fog around long-standing selection effects / P. Giommi, P. Padovani, G. Polenta et al. // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 2012. Feb.. Vol. 420, no. 4. P. 2899–2911. URL: <https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2011.20044.x>.

137. Massaro F., Thompson D. J., Ferrara E. C. The extragalactic gamma-ray sky in the Fermi era // *The Astronomy and Astrophysics Review*. 2015. Dec.. Vol. 24, no. 1. URL: <https://doi.org/10.1007/s00159-015-0090-6>.
138. LEPTONIC AND HADRONIC MODELING OFFERMI-DETECTED BLAZARS / M. Böttcher, A. Reimer, K. Sweeney [и др.] // *The Astrophysical Journal*. 2013. Apr.. T. 768, № 1. C. 54. URL: <https://doi.org/10.1088/0004-637x/768/1/54>.
139. Fanaroff B. L., Riley J. M. The Morphology of Extragalactic Radio Sources of High and Low Luminosity // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 1974. Apr.. Vol. 167, no. 1. P. 31P–36P. URL: <https://doi.org/10.1093/mnras/167.1.31p>.
140. FERMI LARGE AREA TELESCOPE THIRD SOURCE CATALOG / F. Acero, M. Ackermann, M. Ajello et al. // *The Astrophysical Journal Supplement Series*. 2015. Jun.. Vol. 218, no. 2. P. 23. URL: <https://doi.org/10.1088/0067-0049/218/2/23>.
141. Detection of the Small Magellanic Cloud in gamma-rays with Fermi/LAT / A. A. Abdo, M. Ackermann, M. Ajello et al. // *Astronomy & Astrophysics*. 2010. Nov.. Vol. 523. P. A46. URL: <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201014855>.
142. Observations of the Large Magellanic Cloud with Fermi / A. A. Abdo, M. Ackermann, M. Ajello et al. // *Astronomy & Astrophysics*. 2010. Mar.. Vol. 512. P. A7. URL: <https://doi.org/10.1051/0004-6361/200913474>.
143. Fermi Large Area Telescope observations of Local Group galaxies: detection of M31 and search for M33 / A. A. Abdo, M. Ackermann, M. Ajello et al. // *Astronomy & Astrophysics*. 2010. Nov.. Vol. 523. P. L2. URL: <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201015759>.
144. Gehrels Neil, Mészáros Péter. Gamma-Ray Bursts // *Science*. 2012. Aug.. T. 337, № 6097. C. 932.
145. New reduction of the Lick catalog of galaxies / M. Seldner, B. Siebers, E. J. Groth et al. // *The Astronomical Journal*. 1977. Apr.. Vol. 82. P. 249. URL: <https://doi.org/10.1086/112039>.
146. Shane C., Wirtanen C. Publications of the Lick Observatory. 1967. Vol. 22, no. 1.
147. Cosmic Black-Body Radiation. / R. H. Dicke, P. J. E. Peebles, P. G. Roll et al. // *The Astrophysical Journal*. 1965. Jul.. Vol. 142. P. 414. URL: <https://doi.org/10.1086/148306>.

148. Penzias A. A., Wilson R. W. A Measurement of Excess Antenna Temperature at 4080 Mc/s. // *The Astrophysical Journal*. 1965. Jul.. Vol. 142. P. 419. URL: <https://doi.org/10.1086/148307>.
149. Harrison E. R. Fluctuations at the Threshold of Classical Cosmology // *Physical Review D*. 1970. May. Vol. 1, no. 10. P. 2726–2730. URL: <https://doi.org/10.1103/physrevd.1.2726>.
150. Peebles P. J. E., Yu J. T. Primeval Adiabatic Perturbation in an Expanding Universe // *The Astrophysical Journal*. 1970. Dec.. Vol. 162. P. 815. URL: <https://doi.org/10.1086/150713>.
151. Zeldovich Y. B. A Hypothesis, Unifying the Structure and the Entropy of the Universe // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 1972. Oct.. Vol. 160, no. 1. P. 1P–3P. URL: <https://doi.org/10.1093/mnras/160.1.1p>.
152. Structure in the COBE differential microwave radiometer first-year maps / G. F. Smoot, C. L. Bennett, A. Kogut et al. // *The Astrophysical Journal*. 1992. Sep.. Vol. 396. P. L1. URL: <https://doi.org/10.1086/186504>.
153. FIVE-YEAR WILKINSON MICROWAVE ANISOTROPY PROBE OBSERVATIONS: DATA PROCESSING, SKY MAPS, AND BASIC RESULTS / G. Hinshaw, J. L. Weiland, R. S. Hill [и др.] // *The Astrophysical Journal Supplement Series*. 2009. Feb.. T. 180, № 2. C. 225–245. URL: <https://doi.org/10.1088/0067-0049/180/2/225>.
154. Planck 2018 results. VII. Isotropy and Statistics of the CMB / Planck Collaboration, Y. Akrami, M. Ashdown et al. // *arXiv e-prints*. 2019. Jun.. P. arXiv:1906.02552.
155. Zatsepin G., Kuzmin V. Upper limit of the spectrum of cosmic rays // *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*. 1966. Vol. 4. P. 78–80.
156. Greisen K. End to the Cosmic-Ray Spectrum? // *Physical Review Letters*. 1966. Apr.. Vol. 16, no. 17. P. 748–750. URL: <https://doi.org/10.1103/physrevlett.16.748>.
157. Jelley J. V. High-Energy γ -Ray Absorption in Space by a 3.5°K Microwave Field // *Physical Review Letters*. 1966. Mar.. Vol. 16, no. 11. P. 479–481. URL: <https://doi.org/10.1103/physrevlett.16.479>.
158. Spectrophotometric measurement of the Extragalactic Background Light / K. Mattila, K. Lehtinen, P. Väisänen et al. // *Proceedings of the International Astronomical Union*. 2011. Sep.. Vol. 7, no. S284. P. 429–436. URL: <https://doi.org/10.1017/s174392131200957x>.

159. Nikishov A. ABSORPTION OF HIGH ENERGY PHOTONS IN THE UNIVERSE // Journal of Experimental and Theoretical Physics. 1961. 8. Vol. 41.
160. Gould R. J., Schröder G. P. Opacity of the Universe to High-Energy Photons // Physical Review. 1967. Mar.. Vol. 155, no. 5. P. 1408–1411. URL: <https://doi.org/10.1103/physrev.155.1408>.
161. Dwek E., Krennrich F. Simultaneous Constraints on the Spectrum of the Extragalactic Background Light and the Intrinsic TeV Spectra of Markarian 421, Markarian 501, and H1426+428 // The Astrophysical Journal. 2005. Jan.. Vol. 618, no. 2. P. 657–674. URL: <https://doi.org/10.1086/426010>.
162. The Fermi-LAT Collaboration. A gamma-ray determination of the Universe's star formation history // Science. 2018. Nov.. T. 362, № 6418. C. 1031–1034. URL: <https://doi.org/10.1126/science.aat8123>.
163. Dwek E., Krennrich F. The extragalactic background light and the gamma-ray opacity of the universe // Astroparticle Physics. 2013. Mar.. Vol. 43. P. 112–133. URL: <https://doi.org/10.1016/j.astropartphys.2012.09.003>.
164. Probing galaxy formation with TeV gamma ray absorption / J. R. Primack, J. S. Bullock, R. S. Somerville et al. // Astroparticle Physics. 1999. Jun.. Vol. 11, no. 1-2. P. 93–102. URL: [https://doi.org/10.1016/s0927-6505\(99\)00031-6](https://doi.org/10.1016/s0927-6505(99)00031-6).
165. Primack J. R. Observational Gamma-ray Cosmology // AIP Conference Proceedings. AIP, 2005. URL: <https://doi.org/10.1063/1.1878394>.
166. Galaxy properties from the ultraviolet to the far-infrared: Λ cold dark matter models confront observations / R. S. Somerville, R. C. Gilmore, J. R. Primack et al. // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. 2012. Apr.. Vol. 423, no. 3. P. 1992–2015. URL: <https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2012.20490.x>.
167. Stecker F. W., Malkan M. A., Scully S. T. Intergalactic Photon Spectra from the Far-IR to the UV Lyman Limit for $0 < z < 6$ and the Optical Depth of the Universe to High-Energy Gamma Rays // The Astrophysical Journal. 2006. Sep.. Vol. 648, no. 2. P. 774–783. URL: <https://doi.org/10.1086/506188>.
168. Franceschini A., Rodighiero G., Vaccari M. Extragalactic optical-infrared background radiation, its time evolution and the cosmic photon-photon opacity // Astronomy & Astrophysics. 2008. Jun.. Vol. 487, no. 3. P. 837–852. URL: <https://doi.org/10.1051/0004-6361:200809691>.
169. Stecker F. W., Scully S. T., Malkan M. A. AN EMPIRICAL DETERMINATION OF THE INTERGALACTIC BACKGROUND LIGHT FROM UV TO FIR WAVELENGTHS USING FIR DEEP GALAXY SURVEYS AND THE

- GAMMA-RAY OPACITY OF THE UNIVERSE // *The Astrophysical Journal*. 2016. Aug.. Vol. 827, no. 1. P. 6. URL: <https://doi.org/10.3847/0004-637x/827/1/6>.
170. Franceschini A., Rodighiero G. The extragalactic background light revisited and the cosmic photon-photon opacity // *Astronomy & Astrophysics*. 2017. Jul.. Vol. 603. P. A34. URL: <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201629684>.
171. Franceschini A., Rodighiero G. The extragalactic background light revisited and the cosmic photon–photon opacity (Corrigendum) // *Astronomy & Astrophysics*. 2018. Jun.. Vol. 614. P. C1. URL: <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201629684e>.
172. Implications of cosmological gamma-ray absorption / T. M. Kneiske, T. Bretz, K. Mannheim et al. // *Astronomy & Astrophysics*. 2004. Jan.. Vol. 413, no. 3. P. 807–815. URL: <https://doi.org/10.1051/0004-6361:20031542>.
173. Finke J. D., Razzaque S., Dermer C. D. MODELING THE EXTRAGALACTIC BACKGROUND LIGHT FROM STARS AND DUST // *The Astrophysical Journal*. 2010. Feb.. Vol. 712, no. 1. P. 238–249. URL: <https://doi.org/10.1088/0004-637x/712/1/238>.
174. Extragalactic background light inferred from AEGIS galaxy-SED-type fractions / A. Domínguez, J. R. Primack, D. J. Rosario et al. // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 2010. Oct.. Vol. 410, no. 4. P. 2556–2578. URL: <https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2010.17631.x>.
175. EXTRAGALACTIC BACKGROUND LIGHT FROM HIERARCHICAL GALAXY FORMATION: GAMMA-RAY ATTENUATION UP TO THE EPOCH OF COSMIC REIONIZATION AND THE FIRST STARS / Y. Inoue, S. Inoue, M. A. R. Kobayashi et al. // *The Astrophysical Journal*. 2013. Apr.. Vol. 768, no. 2. P. 197. URL: <https://doi.org/10.1088/0004-637x/768/2/197>.
176. Beacom J. F. The Diffuse Supernova Neutrino Background // *Annual Review of Nuclear and Particle Science*. 2010. Nov.. Vol. 60, no. 1. P. 439–462. URL: <https://doi.org/10.1146/annurev.nucl.010909.083331>.
177. Discrete source contributions to small-scale anisotropies of the microwave background / A. Franceschini, L. Toffolatti, L. Danese et al. // *The Astrophysical Journal*. 1989. Sep.. Vol. 344. P. 35. URL: <https://doi.org/10.1086/167774>.
178. The Contribution of the Unresolved Extragalactic Radio Sources to the Brightness Temperature of the Sky / M. Gervasi, A. Tartari, M. Zannoni et al. // *The Astrophysical Journal*. 2008. Jul.. Vol. 682, no. 1. P. 223–230. URL: <https://doi.org/10.1086/588628>.

179. Protheroe R.J., Biermann P.L. A new estimate of the extragalactic radio background and implications for ultra-high-energy γ -ray propagation // *Astroparticle Physics*. 1996. Dec.. T. 6, № 1. C. 45–54. URL: [https://doi.org/10.1016/s0927-6505\(96\)00041-2](https://doi.org/10.1016/s0927-6505(96)00041-2).
180. An updated estimate of the cosmic radio background and implications for ultra-high-energy photon propagation / I.C. Nițu, H.T.J. Bevens, J.D. Bray [и др.] // *Astroparticle Physics*. 2021. Mar.. T. 126. C. 102532. URL: <https://doi.org/10.1016/j.astropartphys.2020.102532>.
181. Ryu D., Kang H., Biermann P. L. Cosmic magnetic fields in large scale filaments and sheets // *Astronomy & Astrophysics*. 1998. Jul.. Vol. 335. P. 19–25.
182. Tanco G. A. M. The Effect of Highly Structured Cosmic Magnetic Fields on Ultra-High-Energy Cosmic-Ray Propagation // *The Astrophysical Journal*. 1998. Oct.. Vol. 505, no. 2. P. L79–L82. URL: <https://doi.org/10.1086/311615>.
183. Clarke T. E., Kronberg P. P., Böhringer H. A New Radio–X-Ray Probe of Galaxy Cluster Magnetic Fields // *The Astrophysical Journal*. 2001. Feb.. Vol. 547, no. 2. P. L111–L114. URL: <https://doi.org/10.1086/318896>.
184. The Coma cluster magnetic field from Faraday rotation measures / A. Bonafede, L. Feretti, M. Murgia et al. // *Astronomy & Astrophysics*. 2010. Apr.. Vol. 513. P. A30. URL: <https://doi.org/10.1051/0004-6361/200913696>.
185. A radio ridge connecting two galaxy clusters in a filament of the cosmic web / F. Govoni, E. Orrù, A. Bonafede [и др.] // *Science*. 2019. Jun.. T. 364, № 6444. C. 981–984. URL: <https://doi.org/10.1126/science.aat7500>.
186. Durrer R., Neronov A. Cosmological magnetic fields: their generation, evolution and observation // *The Astronomy and Astrophysics Review*. 2013. Jun.. Vol. 21, no. 1. URL: <https://doi.org/10.1007/s00159-013-0062-7>.
187. The First Magnetic Fields / L. M. Widrow, D. Ryu, D. R. G. Schleicher et al. // *Space Science Reviews*. 2011. Oct.. Vol. 166, no. 1-4. P. 37–70. URL: <https://doi.org/10.1007/s11214-011-9833-5>.
188. The Protogalactic Origin for Cosmic Magnetic Fields / R. M. Kulsrud, R. Cen, J. P. Ostriker et al. // *The Astrophysical Journal*. 1997. May. Vol. 480, no. 2. P. 481–491. URL: <https://doi.org/10.1086/303987>.
189. Bertone S., Vogt C., Ensslin T. Magnetic field seeding by galactic winds // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 2006. Jul.. Vol. 370, no. 1. P. 319–330. URL: <https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2006.10474.x>.

190. Cluster magnetic fields from galactic outflows / J. Donnert, K. Dolag, H. Lesch et al. // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 2009. Jan.. Vol. 392, no. 3. P. 1008–1021. URL: <https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2008.14132.x>.
191. TURBULENCE AND DYNAMO IN GALAXY CLUSTER MEDIUM: IMPLICATIONS ON THE ORIGIN OF CLUSTER MAGNETIC FIELDS / H. Xu, H. Li, D. C. Collins et al. // *The Astrophysical Journal*. 2009. May. Vol. 698, no. 1. P. L14–L17. URL: <https://doi.org/10.1088/0004-637x/698/1/14>.
192. Clusters of galaxies: observational properties of the diffuse radio emission / L. Feretti, G. Giovannini, F. Govoni et al. // *The Astronomy and Astrophysics Review*. 2012. May. Vol. 20, no. 1. URL: <https://doi.org/10.1007/s00159-012-0054-z>.
193. GOVONI F., FERETTI L. MAGNETIC FIELDS IN CLUSTERS OF GALAXIES // *International Journal of Modern Physics D*. 2004. Sep.. Vol. 13, no. 08. P. 1549–1594. URL: <https://doi.org/10.1142/s0218271804005080>.
194. Observations of a nearby filament of galaxy clusters with the Sardinia Radio Telescope / V Vacca, M Murgia, F Govoni [и др.] // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 2018. May. T. 479, № 1. C. 776–806. URL: <https://doi.org/10.1093/mnras/sty1151>.
195. Brunetti Gianfranco, Vazza Franco. Second-order Fermi Reacceleration Mechanisms and Large-Scale Synchrotron Radio Emission in Intracluster Bridges // *Physical Review Letters*. 2020. Feb.. T. 124, № 5. URL: <https://doi.org/10.1103/physrevlett.124.051101>.
196. XMM-Newton observatory / F. Jansen, D. Lumb, B. Altieri [и др.] // *Astronomy & Astrophysics*. 2001. Jan.. T. 365, № 1. C. L1–L6. URL: <https://doi.org/10.1051/0004-6361:20000036>.
197. *The Chandra X-ray Observatory* / под ред. Belinda Wilkes, Wallace Tucker. 2514–3433. IOP Publishing, 2019. URL: <http://dx.doi.org/10.1088/2514-3433/ab43dc>.
198. *The Swift Gamma-Ray Burst Mission* / N. Gehrels, G. Chincarini, P. Giommi [и др.] // *The Astrophysical Journal*. 2004. Aug.. T. 611, № 2. C. 1005–1020. URL: <https://doi.org/10.1086/422091>.
199. *eROSITA Science Book: Mapping the Structure of the Energetic Universe* / A. Merloni, P. Predehl, W. Becker [и др.] // *arXiv e-prints*. 2012. Sep.. C. arXiv:1209.3114.
200. *The Hot and Energetic Universe: A White Paper presenting the science theme motivating the Athena+ mission* / Kirpal Nandra, Didier Barret, Xavier Barcons [и др.] // *arXiv e-prints*. 2013. Jun.. C. arXiv:1306.2307.

201. Pshirkov M., Tinyakov P., Urban F. New Limits on Extragalactic Magnetic Fields from Rotation Measures // *Physical Review Letters*. 2016. May. Vol. 116, no. 19. URL: <https://doi.org/10.1103/physrevlett.116.191302>.
202. Barrow J. D., Ferreira P. G., Silk J. Constraints on a Primordial Magnetic Field // *Physical Review Letters*. 1997. May. Vol. 78, no. 19. P. 3610–3613. URL: <https://doi.org/10.1103/physrevlett.78.3610>.
203. Planck2015 results / P. A. R. Ade, N. Aghanim, M. Arnaud et al. // *Astronomy & Astrophysics*. 2016. Sep.. Vol. 594. P. A13. URL: <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201525830>.
204. Trivedi P., Subramanian K., Seshadri T. Primordial magnetic field limits from the CMB trispectrum: Scalar modes and Planck constraints // *Physical Review D*. 2014. Feb.. Vol. 89, no. 4. URL: <https://doi.org/10.1103/physrevd.89.043523>.
205. Propagation of ultrahigh energy cosmic rays in extragalactic magnetic fields: a view from cosmological simulations / S. Hackstein, F. Vazza, M. Brüggen et al. // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 2016. Aug.. Vol. 462, no. 4. P. 3660–3671. URL: <https://doi.org/10.1093/mnras/stw1903>.
206. TIME DELAY OF CASCADE RADIATION FOR TeV BLAZARS AND THE MEASUREMENT OF THE INTERGALACTIC MAGNETIC FIELD / C. D. Dermer, M. Cavadini, S. Razzaque et al. // *The Astrophysical Journal*. 2011. May. Vol. 733, no. 2. P. L21. URL: <https://doi.org/10.1088/2041-8205/733/2/l21>.
207. Taylor A. M., Vovk I., Neronov A. Extragalactic magnetic fields constraints from simultaneous GeV–TeV observations of blazars // *Astronomy & Astrophysics*. 2011. Apr.. Vol. 529. P. A144. URL: <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201116441>.
208. FERMI /LAT OBSERVATIONS OF 1ES 0229+200: IMPLICATIONS FOR EXTRAGALACTIC MAGNETIC FIELDS AND BACKGROUND LIGHT / I. Vovk, A. M. Taylor, D. Semikoz et al. // *The Astrophysical Journal*. 2012. Feb.. Vol. 747, no. 1. P. L14. URL: <https://doi.org/10.1088/2041-8205/747/1/l14>.
209. LOWER BOUNDS ON INTERGALACTIC MAGNETIC FIELDS FROM SIMULTANEOUSLY OBSERVED GeV-TeV LIGHT CURVES OF THE BLAZAR Mrk 501 / K. Takahashi, M. Mori, K. Ichiki et al. // *The Astrophysical Journal*. 2011. Dec.. Vol. 744, no. 1. P. L7. URL: <https://doi.org/10.1088/2041-8205/744/1/l7>.
210. CONSTRAINTS ON THE INTERGALACTIC MAGNETIC FIELD WITH GAMMA-RAY OBSERVATIONS OF BLAZARS / J. D. Finke, L. C. Reyes,

- M. Georganopoulos et al. // *The Astrophysical Journal*. 2015. Nov.. Vol. 814, no. 1. P. 20. URL: <https://doi.org/10.1088/0004-637x/814/1/20>.
211. Search for extended γ -ray emission around AGN with H.E.S.S. and Fermi-LAT / and A. Abramowski, F. Aharonian, F. A. Benkhali et al. // *Astronomy & Astrophysics*. 2014. Feb.. Vol. 562. P. A145. URL: <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201322510>.
212. Constraints on the Intergalactic Magnetic Field from Bow Ties in the Gamma-Ray Sky / Paul Tiede, Avery E. Broderick, Mohamad Shalaby [и др.] // *The Astrophysical Journal*. 2020. Apr.. T. 892, № 2. C. 123. URL: <https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab737e>.
213. Blasi P., Burles S., Olinto A. V. Cosmological Magnetic Field Limits in an Inhomogeneous Universe // *The Astrophysical Journal*. 1999. Apr.. Vol. 514, no. 2. P. L79–L82. URL: <https://doi.org/10.1086/311958>.
214. TIME STRUCTURE OF GAMMA-RAY SIGNALS GENERATED IN LINE-OF-SIGHT INTERACTIONS OF COSMIC RAYS FROM DISTANT BLAZARS / A. Prosekin, W. Essey, A. Kusenko et al. // *The Astrophysical Journal*. 2012. Sep.. Vol. 757, no. 2. P. 183. URL: <https://doi.org/10.1088/0004-637x/757/2/183>.
215. Chen W., Buckley J. H., Ferrer F. Search for GeV γ -Ray Pair Halos Around Low Redshift Blazars // *Physical Review Letters*. 2015. Nov.. Vol. 115, no. 21. URL: <https://doi.org/10.1103/physrevlett.115.211103>.
216. Search for CP violating signature of intergalactic magnetic helicity in the gamma-ray sky / H. Tashiro, W. Chen, F. Ferrer et al. // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters*. 2014. Sep.. Vol. 445, no. 1. P. L41–L45. URL: <https://doi.org/10.1093/mnrasl/slu134>.
217. Sigl G., Miniati F., Enßlin T. A. Ultrahigh energy cosmic ray probes of large scale structure and magnetic fields // *Physical Review D*. 2004. Aug.. Vol. 70, no. 4. URL: <https://doi.org/10.1103/physrevd.70.043007>.
218. Cosmicflows Constrained Local Universe Simulations / Jenny G. Sorce, Stefan Gottlöber, Gustavo Yepes [и др.] // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 2015. Nov.. T. 455, № 2. C. 2078–2090. URL: <https://doi.org/10.1093/mnras/stv2407>.
219. Breit G., Wheeler J. A. Collision of Two Light Quanta // *Physical Review*. 1934. Dec.. Vol. 46, no. 12. P. 1087–1091. URL: <https://doi.org/10.1103/physrev.46.1087>.

220. FAZIO G. G., STECKER F. W. Predicted High Energy Break in the Isotropic Gamma Ray Spectrum: a Test of Cosmological Origin // *Nature*. 1970. Apr.. Vol. 226, no. 5241. P. 135–136. URL: <https://doi.org/10.1038/226135a0>.
221. Angelis A. D., Galanti G., Roncadelli M. Transparency of the Universe to gamma-rays // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 2013. May. Vol. 432, no. 4. P. 3245–3249. URL: <https://doi.org/10.1093/mnras/stt684>.
222. Horns D. The transparency of the universe for very high energy gamma-rays // *arXiv e-prints*. 2016. Feb.. P. arXiv:1602.07499.
223. Dzhathdov T. A. Cascade model of the anomaly in blazar spectra at very high energies // *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics*. 2015. Mar.. Vol. 79, no. 3. P. 329–331. URL: <https://doi.org/10.3103/s106287381503017x>.
224. Biteau J., Williams D. A. THE EXTRAGALACTIC BACKGROUND LIGHT, THE HUBBLE CONSTANT, AND ANOMALIES: CONCLUSIONS FROM 20 YEARS OF TeV GAMMA-RAY OBSERVATIONS // *The Astrophysical Journal*. 2015. Oct.. Vol. 812, no. 1. P. 60. URL: <https://doi.org/10.1088/0004-637x/812/1/60>.
225. Neronov A., Semikoz D., Taylor A. M. Very hard gamma-ray emission from a flare of Mrk 501 // *Astronomy & Astrophysics*. 2012. Apr.. Vol. 541. P. A31. URL: <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201117083>.
226. A correlation between hard gamma-ray sources and cosmic voids along the line of sight / A. Furniss, P. M. Sutter, J. R. Primack et al. // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 2014. Nov.. Vol. 446, no. 3. P. 2267–2273. URL: <https://doi.org/10.1093/mnras/stu2196>.
227. Raffelt G., Stodolsky L. Mixing of the photon with low-mass particles // *Physical Review D*. 1988. Mar.. Vol. 37, no. 5. P. 1237–1249. URL: <https://doi.org/10.1103/physrevd.37.1237>.
228. Hints of the existence of axionlike particles from the gamma-ray spectra of cosmological sources / M. A. Sánchez-Conde, D. Paneque, E. Bloom et al. // *Physical Review D*. 2009. Jun.. Vol. 79, no. 12. URL: <https://doi.org/10.1103/physrevd.79.123511>.
229. DeAngelis A., Galanti G., Roncadelli M. Relevance of axionlike particles for very-high-energy astrophysics // *Physical Review D*. 2011. Nov.. Vol. 84, no. 10. URL: <https://doi.org/10.1103/physrevd.84.105030>.
230. DeAngelis A., Galanti G., Roncadelli M. Erratum: Relevance of axionlike particles for very-high-energy astrophysics [*Phys. Rev. D*84, 105030

- (2011)] // *Physical Review D*. 2013. May. Vol. 87, no. 10. URL: <https://doi.org/10.1103/physrevd.87.109903>.
231. Kartavtsev A., Raffelt G., Vogel H. Extragalactic photon-ALP conversion at CTA energies // *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*. 2017. Jan.. Vol. 2017, no. 01. P. 024–024. URL: <https://doi.org/10.1088/1475-7516/2017/01/024>.
232. Enhancing the Spectral Hardening of Cosmic TeV Photons by Mixing with Axionlike Particles in the Magnetized Cosmic Web / D. Montanino, F. Vazza, A. Mirizzi et al. // *Physical Review Letters*. 2017. Sep.. Vol. 119, no. 10. URL: <https://doi.org/10.1103/physrevlett.119.101101>.
233. Meyer M., Horns D., Raue M. First lower limits on the photon-axion-like particle coupling from very high energy gamma-ray observations // *Physical Review D*. 2013. Feb.. Vol. 87, no. 3. URL: <https://doi.org/10.1103/physrevd.87.035027>.
234. An improved limit on the axion–photon coupling from the CAST experiment / S. Andriamonje, S. Aune, D. Autiero et al. // *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*. 2007. Apr.. Vol. 2007, no. 04. P. 010–010. URL: <https://doi.org/10.1088/1475-7516/2007/04/010>.
235. Search for Spectral Irregularities due to Photon–Axionlike-Particle Oscillations with the Fermi Large Area Telescope / M. Ajello, A. Albert, B. Anderson et al. // *Physical Review Letters*. 2016. Apr.. Vol. 116, no. 16. URL: <https://doi.org/10.1103/physrevlett.116.161101>.
236. Revisiting the Bound on Axion-Photon Coupling from Globular Clusters / A. Ayala, I. Domínguez, M. Giannotti et al. // *Physical Review Letters*. 2014. Nov.. Vol. 113, no. 19. URL: <https://doi.org/10.1103/physrevlett.113.191302>.
237. Measurement of the extragalactic background light imprint on the spectra of the brightest blazars observed with H.E.S.S. / H.E.S.S. Collaboration, A. Abramowski, F. Acero et al. // *Astronomy & Astrophysics*. 2013. Jan.. Vol. 550. P. A4. URL: <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201220355>.
238. Revisiting the SN1987A gamma-ray limit on ultralight axion-like particles / A. Payez, C. Evoli, T. Fischer et al. // *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*. 2015. Feb.. Vol. 2015, no. 02. P. 006–006. URL: <https://doi.org/10.1088/1475-7516/2015/02/006>.
239. Wouters D., Brun P. CONSTRAINTS ON AXION-LIKE PARTICLES FROM X-RAY OBSERVATIONS OF THE HYDRA GALAXY CLUSTER // *The Astrophysical Journal*. 2013. Jul.. Vol. 772, no. 1. P. 44. URL: <https://doi.org/10.1088/0004-637x/772/1/44>.

240. Constraints on axion-like particles from non-observation of spectral modulations for X-ray point sources / J. P. Conlon, F. Day, N. Jennings et al. // *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*. 2017. Jul.. Vol. 2017, no. 07. P. 005–005. URL: <https://doi.org/10.1088/1475-7516/2017/07/005>.
241. Constraints on Axion-like Particles from X-Ray Observations of NGC1275 / M. Berg, J. P. Conlon, F. Day et al. // *The Astrophysical Journal*. 2017. Sep.. Vol. 847, no. 2. P. 101. URL: <https://doi.org/10.3847/1538-4357/aa8b16>.
242. Improved limit on axion-like particles from gamma-ray data on Perseus cluster / D. Malyshev, A. Neronov, D. Semikoz et al. // *arXiv e-prints*. 2018. May. P. arXiv:1805.04388.
243. Coleman S., Glashow S. L. High-energy tests of Lorentz invariance // *Physical Review D*. 1999. Apr.. Vol. 59, no. 11. URL: <https://doi.org/10.1103/physrevd.59.116008>.
244. Kifune T. Invariance Violation Extends the Cosmic-Ray Horizon? // *The Astrophysical Journal*. 1999. Jun.. Vol. 518, no. 1. P. L21–L24. URL: <https://doi.org/10.1086/312057>.
245. Protheroe R., Meyer H. An infrared background-TeV gamma-ray crisis? // *Physics Letters B*. 2000. Nov.. Vol. 493, no. 1-2. P. 1–6. URL: [https://doi.org/10.1016/s0370-2693\(00\)01113-8](https://doi.org/10.1016/s0370-2693(00)01113-8).
246. Amelino-Camelia G., Piran T. Cosmic rays and TeV photons as probes of quantum properties of space–time // *Physics Letters B*. 2001. Jan.. Vol. 497, no. 3-4. P. 265–270. URL: [https://doi.org/10.1016/s0370-2693\(00\)01337-x](https://doi.org/10.1016/s0370-2693(00)01337-x).
247. Harwit M., Protheroe R. J., Biermann P. L. TeV Cerenkov Events as Bose-Einstein Gamma Condensations // *The Astrophysical Journal*. 1999. Oct.. Vol. 524, no. 2. P. L91–L94. URL: <https://doi.org/10.1086/312308>.
248. Rejection of the Hypothesis That Markarian 501 T[CLC]e[/CLC]V Photons Are Pure Bose-Einstein Condensates / F. Aharonian, A. Akhperjanian, J. Barrio et al. // *The Astrophysical Journal*. 2000. Nov.. Vol. 543, no. 1. P. L39–L42. URL: <https://doi.org/10.1086/318171>.
249. The time averaged TeV energy spectrum of MKN 501 of the extraordinary 1997 outburst as measured with the stereoscopic Cherenkov telescope system of HEGRA / F. A. Aharonian, A. G. Akhperjanian, J. A. Barrio et al. // *Astronomy and Astrophysics*. 1999. Sep.. Vol. 349. P. 11–28.
250. Aharonian F. A., Timokhin A. N., Plyasheshnikov A. V. On the origin of highest energy gamma-rays from Mkn 501 // *Astronomy & Astrophysics*. 2002. Mar.. Vol. 384, no. 3. P. 834–847. URL: <https://doi.org/10.1051/0004-6361:20020062>.

251. d'Avezac P., Dubus G., Giebels B. Cascading on extragalactic background light // *Astronomy & Astrophysics*. 2007. May. Vol. 469, no. 3. P. 857–860. URL: <https://doi.org/10.1051/0004-6361:20066712>.
252. Takami H., Murase K., Dermer C. D. DISENTANGLING HADRONIC AND LEPTONIC CASCADE SCENARIOS FROM THE VERY-HIGH-ENERGY GAMMA-RAY EMISSION OF DISTANT HARD-SPECTRUM BLAZARS // *The Astrophysical Journal*. 2013. Jun.. Vol. 771, no. 2. P. L32. URL: <https://doi.org/10.1088/2041-8205/771/2/L32>.
253. Waxman E., Coppi P. Delayed GeV–TeV Photons from Gamma-Ray Bursts Producing High-Energy Cosmic Rays // *The Astrophysical Journal*. 1996. Jun.. Vol. 464, no. 1. P. L75–L78. URL: <https://doi.org/10.1086/310090>.
254. Uryson A. V. Possible observation of electromagnetic cascades in extragalactic space // *Journal of Experimental and Theoretical Physics*. 1998. Feb.. Vol. 86, no. 2. P. 213–219. URL: <https://doi.org/10.1134/1.558446>.
255. Essey W., Kusenko A. A new interpretation of the gamma-ray observations of distant active galactic nuclei // *Astroparticle Physics*. 2010. Mar.. Vol. 33, no. 2. P. 81–85. URL: <https://doi.org/10.1016/j.astropartphys.2009.11.007>.
256. Essey W., Kusenko A. Understanding the spectrum of a distant blazar PKS 1424+240 and its implications // *Astroparticle Physics*. 2014. May. Vol. 57-58. P. 30–32. URL: <https://doi.org/10.1016/j.astropartphys.2014.03.008>.
257. Zheng Y. G., Yang C. Y., Kang S. J. Bethe-Heitler cascades as a plausible origin of hard spectra in distant TeV blazars // *Astronomy & Astrophysics*. 2015. Dec.. Vol. 585. P. A8. URL: <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201526703>.
258. Intergalactic electromagnetic cascade component of observable blazar emission / T. A. Dzhatdoev, E. V. Khalikov, A. P. Kircheva et al. // *arXiv e-prints*. 2017. Nov.. P. arXiv:1711.08489.
259. Role of $\gamma + \gamma \rightarrow e^+ + e^- + e^+ + e^-$ in Photoproduction, Colliding Beams, and Cosmic Photon Absorption / R. W. Brown, W. F. Hunt, K. O. Mikaelian et al. // *Physical Review D*. 1973. Nov.. Vol. 8, no. 9. P. 3083–3102. URL: <https://doi.org/10.1103/physrevd.8.3083>.
260. Lee Sangjin. Propagation of extragalactic high energy cosmic and γ rays // *Physical Review D*. 1998. Jul.. T. 58, № 4. URL: <https://doi.org/10.1103/physrevd.58.043004>.
261. Jarp S., Mork K. J. Differential Cross Sections for Pair Production by Photons on Electrons // *Physical Review D*. 1973. Jul.. T. 8, № 1. C. 159–168. URL: <https://doi.org/10.1103/physrevd.8.159>.

262. Mastichiadis A., Marscher A. P., Brecher K. Electron-positron pair production by ultrarelativistic electrons in a soft photon field // *The Astrophysical Journal*. 1986. Jan.. T. 300. C. 178. URL: <https://doi.org/10.1086/163792>.
263. Dzhatdov T. A. The intergalactic electromagnetic cascade solution for the anomalies from γ -ray blazar observations // *arXiv e-prints*. 2017. May. P. arXiv:1705.05360.
264. Discovery of VHE γ -rays from the distant BL Lacertae 1ES 0347-121 / F. Aharonian, A. G. Akhperjanian, U. Barres de Almeida [и др.] // *Astronomy & Astrophysics*. 2007. Aug.. T. 473, № 3. C. L25–L28. URL: <https://doi.org/10.1051/0004-6361:20078412>.
265. Aharonian F. A., Coppi P. S., Voelk H. J. Very high energy gamma rays from active galactic nuclei: Cascading on the cosmic background radiation fields and the formation of pair halos // *The Astrophysical Journal*. 1994. Mar.. Vol. 423. P. L5. URL: <https://doi.org/10.1086/187222>.
266. Brun R., Rademakers F. ROOT — An object oriented data analysis framework // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. 1997. Apr.. Vol. 389, no. 1-2. P. 81–86. URL: [https://doi.org/10.1016/s0168-9002\(97\)00048-x](https://doi.org/10.1016/s0168-9002(97)00048-x).
267. Physics of cosmological cascades and observable properties / T. Fitoussi, R. Belmont, J. Malzac et al. // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 2017. Jan.. Vol. 466, no. 3. P. 3472–3487. URL: <https://doi.org/10.1093/mnras/stw3365>.
268. Design and performance of the GAMMA-400 gamma-ray telescope for dark matter searches / A. M. Galper, O. Adriani, R. L. Aptekar et al. *AIP*, 2013. URL: <https://doi.org/10.1063/1.4792586>.
269. GRAINE project: The first balloon-borne, emulsion gamma-ray telescope experiment / S. Takahashi, S. Aoki, K. Kamada et al. // *Progress of Theoretical and Experimental Physics*. 2015. Apr.. Vol. 2015, no. 4. URL: <https://doi.org/10.1093/ptep/ptv046>.
270. Funk S., Hinton J. Comparison of Fermi-LAT and CTA in the region between 10–100GeV // *Astroparticle Physics*. 2013. Mar.. Vol. 43. P. 348–355. URL: <https://doi.org/10.1016/j.astropartphys.2012.05.018>.
271. Alves Batista R. Electromagnetic cascades as probes of cosmic magnetism // *Nuovo Cimento C Geophysics Space Physics C*. 2017. May. Vol. 40, no. 3. P. 132.

272. Blumenthal George R. Energy Loss of High-Energy Cosmic Rays in Pair-Producing Collisions with Ambient Photons // *Physical Review D*. 1970. Mar. T. 1, № 6. C. 1596–1602. URL: <https://doi.org/10.1103/physrevd.1.1596>.
273. Tavecchio F. On the hadronic cascade scenario for extreme BL Lacs // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 2014. Jan.. T. 438, № 4. C. 3255–3262. URL: <https://doi.org/10.1093/mnras/stt2437>.
274. Review of Particle Physics / J. Beringer, J. F. Arguin, R. M. Barnett [и др.] // *Physical Review D*. 2012. Jul.. T. 86, № 1. URL: <https://doi.org/10.1103/physrevd.86.010001>.
275. Propagation of Ultra-High-Energy Protons through the Magnetized Cosmic Web / Santabrata Das, Hyesung Kang, Dongsu Ryu [и др.] // *The Astrophysical Journal*. 2008. Jul.. T. 682, № 1. C. 29–38. URL: <https://doi.org/10.1086/588278>.
276. Simulations of extragalactic magnetic fields and of their observables / F Vazza, M Brüggén, C Gheller [и др.] // *Classical and Quantum Gravity*. 2017. Nov.. T. 34, № 23. C. 234001. URL: <https://doi.org/10.1088/1361-6382/aa8e60>.
277. Fast radio burst dispersion measures and rotation measures and the origin of intergalactic magnetic fields / S Hackstein, M Brüggén, F Vazza [и др.] // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 2019. Jul.. T. 488, № 3. C. 4220–4238. URL: <https://doi.org/10.1093/mnras/stz2033>.
278. Search for a TeV gamma-ray halo of Mkn 501 / F. A. Aharonian, A. G. Akhperjanian, J. A. Barrio [и др.] // *Astronomy & Astrophysics*. 2001. Feb.. T. 366, № 3. C. 746–751. URL: <https://doi.org/10.1051/0004-6361:20000481>.
279. Harari Diego, Mollerach Silvia, Roulet Esteban. Angular distribution of cosmic rays from an individual source in a turbulent magnetic field // *Physical Review D*. 2016. Mar.. T. 93, № 6. URL: <https://doi.org/10.1103/physrevd.93.063002>.
280. Müller Gero. Static multiresolution grids with inline hierarchy information for cosmic ray propagation // *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*. 2016. Aug.. T. 2016, № 08. C. 025–025. URL: <https://doi.org/10.1088/1475-7516/2016/08/025>.
281. Kalashev O. E., Kido E. Simulations of ultra-high-energy cosmic rays propagation // *Journal of Experimental and Theoretical Physics*. 2015. May. T. 120, № 5. C. 790–797. URL: <https://doi.org/10.1134/s1063776115040056>.
282. Blytt M., Kachelrieß M., Ostapchenko S. ELMAG 3.01: A three-dimensional Monte Carlo simulation of electromagnetic cascades on the extragalactic background light and in magnetic fields // *Computer Physics Communications*. 2020. Jul.. T. 252. C. 107163. URL: <https://doi.org/10.1016/j.cpc.2020.107163>.

283. Science with the Cherenkov Telescope Array. WORLD SCIENTIFIC, 2018. Feb.. URL: <https://doi.org/10.1142/10986>.
284. Detection of VHE gamma-ray emission from the distant blazar 1ES 1101-232 with HESS and broadband characterisation / F. Aharonian, A. G. Akhperjanian, A. R. Bazer-Bachi [и др.] // *Astronomy & Astrophysics*. 2007. May. T. 470, № 2. С. 475–489. URL: <https://doi.org/10.1051/0004-6361:20077057>.
285. The Search for Spatial Extension in High-latitude Sources Detected by the Fermi Large Area Telescope / M. Ackermann, M. Ajello, L. Baldini [и др.] // *The Astrophysical Journal Supplement Series*. 2018. Aug.. T. 237, № 2. С. 32. URL: <https://doi.org/10.3847/1538-4365/aacdf7>.
286. New constraints on the mid-IR EBL from the HESS discovery of VHE γ -rays from 1ES 0229+200 / F. Aharonian, A. G. Akhperjanian, U. Barres de Almeida [и др.] // *Astronomy & Astrophysics*. 2007. Oct.. T. 475, № 2. С. L9–L13. URL: <https://doi.org/10.1051/0004-6361:20078462>.
287. A THREE-YEAR MULTI-WAVELENGTH STUDY OF THE VERY-HIGH-ENERGY γ -RAY BLAZAR 1ES 0229+200 / E. Aliu, S. Archambault, T. Arlen [и др.] // *The Astrophysical Journal*. 2014. Jan.. T. 782, № 1. С. 13. URL: <https://doi.org/10.1088/0004-637x/782/1/13>.
288. The observation of the Crab Nebula with LHAASO-KM2A for the performance study / F. Aharonian, Q. An, Axikegu [и др.] // *arXiv e-prints*. 2020. Oct.. С. arXiv:2010.06205.
289. Magnetism Science with the Square Kilometre Array / George Heald, Sui Mao, Valentina Vacca [и др.] // *Galaxies*. 2020. Jul.. T. 8, № 3. С. 53. URL: <https://doi.org/10.3390/galaxies8030053>.
290. Broderick Avery E., Chang Philip, Pfrommer Christoph. THE COSMOLOGICAL IMPACT OF LUMINOUS TeV BLAZARS. I. IMPLICATIONS OF PLASMA INSTABILITIES FOR THE INTERGALACTIC MAGNETIC FIELD AND EXTRAGALACTIC GAMMA-RAY BACKGROUND // *The Astrophysical Journal*. 2012. May. T. 752, № 1. С. 22. URL: <https://doi.org/10.1088/0004-637x/752/1/22>.
291. Pohl M., Hoshino M., Niemiec J. PIC simulation methods for cosmic radiation and plasma instabilities // *Progress in Particle and Nuclear Physics*. 2020. Mar.. T. 111. С. 103751. URL: <https://doi.org/10.1016/j.pnnp.2019.103751>.
292. Mastichiadis A., Protheroe R. J., Szabo A. P. The effect of triplet production on pair-Compton cascades in thermal radiation // *Monthly Notices of the Roy-*

al Astronomical Society. 1994. Feb.. Vol. 266, no. 4. P. 910–916. URL:
<https://doi.org/10.1093/mnras/266.4.910>.