

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Институт ядерных исследований Российской академии наук

На правах рукописи

Корочкин Александр Алексеевич

**Новая модель межгалактического фонового  
излучения и ее приложения к аксионоподобным  
частицам и внегалактическим магнитным полям**

01.04.02 - теоретическая физика

**ДИССЕРТАЦИЯ**

на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук,

профессор РАН

Г.И. Рубцов

Москва 2022

# Оглавление

<b>Введение</b> . . . . .	<b>4</b>
<b>Глава 1. Межгалактическое фоновое излучение</b> . . . . .	<b>13</b>
1.1 Методы измерения спектра МФИ . . . . .	13
1.2 Построение новой модели МФИ . . . . .	16
1.3 Ограничения на астрофизические параметры МФИ . . . . .	23
1.3.1 Обсуждение результатов . . . . .	26
1.4 Ограничения на параметры дополнительной компоненты в EBL . . . . .	28
1.4.1 Отбор данных высокоэнергичного излучения блазаров . . . . .	31
1.4.2 Моделирование спектров источников . . . . .	34
1.4.3 Моделирование дополнительной компоненты в спектре EBL . . . . .	36
1.4.4 Обсуждение результатов . . . . .	38
1.5 Выводы к первой главе . . . . .	40
<b>Глава 2. Аксионоподобные частицы и излучение блазаров</b> . . . . .	<b>41</b>
2.1 Аксионоподобные частицы . . . . .	41
2.2 Вклад распадающихся аксионоподобных частиц в спектр МФИ . . . . .	44
2.3 Ограничения на параметры распадающихся АПЧ из наблюдений блазаров . . . . .	46
2.4 Поиск аномальных особенностей в спектрах блазаров . . . . .	49
2.4.1 Отбор данных . . . . .	50
2.4.2 Анализ . . . . .	55
2.5 Выводы ко второй главе . . . . .	58
<b>Глава 3. Сравнение Монте-Карло программ расчета электро-     магнитных каскадов</b> . . . . .	<b>59</b>
3.1 Поглощение первичных гамма-квантов . . . . .	60
3.2 Обратное комптоновское рассеяние . . . . .	62

3.3	Распространение электронов и позитронов . . . . .	67
3.4	Свойства первичного и вторичного излучения от источников на разном расстоянии . . . . .	70
3.5	Выводы к третьей главе . . . . .	74
<b>Глава 4. Внегалактические магнитные поля . . . . .</b>		<b>75</b>
4.1	Измерения внегалактических магнитных полей . . . . .	75
4.2	Чувствительность телескопа СТА к сильным внегалактическим магнитным полям . . . . .	79
4.2.1	Выбор источника . . . . .	82
4.2.2	Локальная структура вокруг Mrk 501 . . . . .	85
4.2.3	Численное моделирование . . . . .	86
4.2.4	Обсуждение результатов . . . . .	88
4.3	Детектирование сильного магнитного поля с большой корреляци- онной длиной . . . . .	90
4.4	Пузыри магнитного поля . . . . .	92
4.4.1	Обсуждение результатов . . . . .	94
4.5	Выводы к четвертой главе . . . . .	100
<b>Заключение . . . . .</b>		<b>101</b>
<b>Список сокращений . . . . .</b>		<b>103</b>

## Введение

**Актуальность темы исследования** В последние десятилетия достигнут существенный прогресс в области астрофизики высоких энергий. Тем не менее нерешенными остаются множество вопросов, связанных с рождением, распространением и детектированием фотонов высоких энергий. Данная тема является очень обширной и составляет отдельную ветвь астрофизики, поэтому в настоящей работе мы, в основном, сконцентрируемся на проблемах распространения гамма-квантов сквозь межзвездную среду, а также на интерпретации наблюдаемых данных.

Гамма кванты с энергией выше 30 ГэВ не могут свободно распространяться по Вселенной из-за поглощения, при котором исходный высокоэнергичный фотон взаимодействует с низкоэнергичным фоновым фотоном межгалактического фонового излучения (МФИ) и рождает электрон-позитронную пару. Степень поглощения зависит от энергии фотона, расстояния до источника и от интенсивности МФИ. Основная проблема состоит в том, что спектр МФИ не может быть измерен напрямую из-за доминирующих вкладов Галактики и Солнечной системы. Был построен ряд моделей МФИ, которые согласуются с локальными измерениями и учитывают астрофизические ограничения на эволюцию МФИ, в том числе ограничения на темп звездообразования в зависимости от красного смещения. Начиная с работ [1] и [2], все последующие модели предсказывают примерно одинаковый спектр МФИ, причем интенсивность излучения в большинстве этих моделей отличается между собой не более чем в два раза. Тем не менее, существует известная проблема “аномальной прозрачности” Вселенной. Она проявляется в наблюдении фотонов с энергией в области ТэВ от удаленных источников, которые, как ожидалось, должны были быть поглощены в соответствии с современными моделями МФИ. Та же проблема существует при энергиях 100 ГэВ для более удаленных источников, измеренных телескопом Fermi LAT. В частности, в работе [3] сообщалось об обнаружении высоко-

энергичного гамма-излучения от 13 блазаров с красными смещениями  $z > 0.5$ . Несколько из этих блазаров позже были обнаружены черенковскими телескопами.

Недавнее исследование [4] и последующее за ним исследование [5] указывают на нефизические изломы вверх в реконструированных с учетом поправки на поглощение спектрах блазаров. Детальный анализ показал, что положение излома соответствует энергии, для которой поглощение становится значительным, а величина излома увеличивается для более удаленных источников. При этом эффект наблюдался даже для наиболее консервативных моделей МФИ. Эти наблюдения могут указывать на существование новой аксионоподобной частицы (АПЧ), которая может смешиваться с фотонами. Действительно, если часть пути фотон преодолевает в форме АПЧ, которая не поглощается, то наблюдаемый поток будет выше, что приведет к изломам вверх в спектре после введения простой поправки на поглощение без учета существования АПЧ.

Представляет значительный интерес проверка данных эффектов с учетом появления большого количества новых данных по наблюдениям блазаров. Также требует выяснения вопрос о том, возможно ли согласование данных по высокоэнергичному излучению блазаров и наблюдений МФИ без привлечения “новой физики”.

С другой стороны, наблюдение ТэВ-ных источников гамма-излучения может быть использовано для изучения внегалактических магнитных полей (ВМП). Метод определения свойств ВМП по особенностям спектров блазаров был предложен в [6] и затем развит в серии работ [7, 8, 9]. В этом методе используется тот факт, что вторичные электроны и позитроны, которые рождаются при поглощении гамма-кванта, могут отклоняться локально в межгалактическом пространстве, прежде чем они произведут вторичные гамма-кванты путем обратного комптоновского рассеяния (ОКР) на фотонах реликтового излучения. При этом спектральная, временная и угловая структура потока первичных и вторичных гамма-квантов позволяет определить свойства ВМП. Применение этого метода

к реальным данным позволило обнаружить внегалактические магнитные поля [10] и ограничить их параметры. Тем не менее ограниченная чувствительность современного поколения телескопов не позволяет определить точные значения напряженности и других параметров магнитного поля в межгалактическом пространстве.

Ограничения на модели ВМП и МФИ сильно связаны, как было показано, в статье [11], где использовались объединенные данные телескопов Fermi LAT и HESS для блазара 1ES 0229+200. Например, увеличение интенсивности МФИ приводит к более сильному поглощению и усиливает поток вторичного излучения, что в свою очередь влияет на ограничения на ВМП. Таким образом измерение МФИ, возможное проявление эффектов АПЧ и определение параметров ВМП образует набор взаимосвязанных проблем, которые требуют совместного решения.

Актуальность описанных вопросов возрастает в связи с введением в строй в ближайшем будущем нового гамма-телескопа Cherenkov Telescope Array (СТА), который позволит измерять потоки гамма излучения блазаров в диапазоне энергий от 30 ГэВ до 100 ТэВ с чувствительностью, в 10 раз превосходящей чувствительность нынешнего поколения телескопов. Вместе с улучшенным угловым разрешением СТА будет способен пролить свет на многие из указанных задач.

### **Цели и задачи диссертационной работы**

Целью работы является моделирование эффектов внегалактических магнитных полей и гипотетических аксионоподобных частиц в спектрах источников гамма-излучения, а также построение модельных прогнозов для будущих наблюдений СТА.

Для достижения поставленных целей были выделены следующие задачи:

- Создание новой модели межгалактического фонового излучения, позволяющей модифицировать ее параметры и сравнивать результат с наблюда-

тельными ограничениями.

- Оценка значимости эффекта “аномальной прозрачности” Вселенной для гамма-излучения высоких энергий с использованием наиболее полной выборки блазаров с точно измеренными красными смещениями.
- Определение ограничений на положение, ширину и интенсивность узкой добавки на фоне теоретически рассчитанного спектра межгалактического фонового излучения с помощью наблюдений высокоэнергичного излучения блазаров.
- Получение ограничений на константу взаимодействия с фотонами  $g$  гипотетических аксионоподобных частиц на основе наблюдений блазаров в области высоких энергий.
- Расчет чувствительности гамма-телескопа нового поколения СТА к внегалактическим магнитным полям.
- Оценка влияния пузырей магнитного поля вокруг галактик и скоплений галактик на наблюдаемый поток вторичных гамма-квантов.
- Проверка точности моделирования электромагнитных каскадов в межгалактическом пространстве, посчитанных с помощью публично доступных Монте-Карло программ CRbeam, CRPropa и ELMAG.

### **Научная новизна**

1. Впервые построена модель межгалактического фонового излучения с изменяемыми параметрами.
2. Получена оценка значимости эффекта “аномальной прозрачности” Вселенной на основе наиболее полной выборки блазаров с точно измеренными красными смещениями.

3. Впервые установлены ограничения на положение, ширину и интенсивность небольшой добавки на фоне теоретически рассчитанного спектра межгалактического фонового излучения.
4. Впервые получены ограничения на константу взаимодействия с фотонами  $g$  гипотетических аксиноподобных частиц с массой в области 1 эВ на основе наблюдений блазаров в области высоких энергий.
5. Впервые рассчитана чувствительность гамма-телескопа нового поколения СТА к сильным внегалактическим магнитным полям.
6. Впервые установлено, что типичные пузыри магнитного поля вокруг галактик и скоплений галактик вызывают подавление потока вторичных гамма-квантов в среднем на уровне 10%.
7. Впервые проведено полное сравнение электромагнитных модулей публично доступных Монте-Карло программ CRbeam, CRPropa и ELMAG.

### **Положения, выносимые на защиту**

1. Разработана новая модель межгалактического фонового излучения, позволяющая модифицировать параметры астрофизических процессов, лежащих в ее основе. На основе данной модели установлены ограничения на скорость звездообразования во Вселенной.
2. Показано, что эффект “аномальной прозрачности” Вселенной для гамма-излучения высоких энергий слабее, чем считалось ранее и его значимость составляет  $1.3\sigma$  для наиболее консервативной модели поглощения.
3. Установлены ограничения на положение, ширину и интенсивность небольшой, локализованной в области длин волн порядка микронов, добавки на фоне теоретически предсказанного спектра межгалактического фонового излучения.



4. На основе наблюдений высокоэнергичного излучения блазаров установлены ограничения на константу взаимодействия с фотонами  $g$  гипотетических аксионоподобных частиц с массой в области 1 эВ при условии, что они составляют большую часть темной материи.
5. Рассчитана чувствительность гамма-телескопа нового поколения СТА к внегалактическим магнитным полям. Было показано, что метод измерения гамма-излучения позволяет детектировать сильные первичные магнитные поля с напряженностью в области  $10^{-12}$  Гс –  $10^{-11}$  Гс.
6. Установлено, что типичные пузыри магнитного поля вокруг галактик и скоплений галактик, соответствующие модели IllustrisTNG, вызывают энергонезависимое подавление потока вторичных гамма-квантов на уровне около 10%.

### **Теоретическая и практическая значимость**

Построенная модель МФИ может использоваться для проверки различных сценариев эволюции звездного населения и пыли во Вселенной.

Ограничения на дополнительную компоненту в МФИ могут применяться для разработки новых теоретических моделей МФИ.

Установленные ограничения на константу взаимодействия с фотонами аксионоподобных частиц могут быть использованы при построении новых теоретических моделей с участием аксионоподобных частиц.

Полученная оценка чувствительности телескопа СТА к внегалактическим магнитным полям может использоваться для планирования будущих наблюдений блазаров.

Полученные результаты о подавлении потока вторичных гамма-квантов в пузырях магнитного поля должны учитываться при интерпретации данных во время поисков проявлений внегалактических магнитных полей методами гамма-астрономии.

Факт согласия результатов трех Монте-Карло программ может рассматриваться как гарантия точности численного расчета характеристик электромагнитных каскадов.

### **Методология и методы диссертационного исследования**

Результаты, полученные в диссертации, основаны на аналитических расчетах, численном моделировании различных физических эффектов, а также на сравнении модельных предсказаний с наблюдаемыми данными.

### **Степень достоверности и апробация результатов**

Результаты проведенных исследований были доложены автором лично на следующих российских и международных семинарах и конференциях:

1. Международный семинар “XXth International Seminar on High Energy Physics (QUARKS-2018)”, Валдай, Россия, 27 мая – 2 июня 2018 года.
2. 14-ое международное рабочее совещание “Axions, WIMPs and WISPs”, Гамбург, Германия, 18 – 22 июня 2018 года.
3. Студенческая научная конференция, Париж, Франция, 25 – 29 марта 2019 года.
4. Встреча группы лаборатории Вселенной и теории, Медон, Франция, 18 июня 2019 года.
5. Семинар аспирантов Парижского института астрофизики, Париж, Франция 20 июня 2019 года.
6. Встреча группы отдела астрофизики высоких энергий лаборатории АРС, Париж, Франция, 24 июня 2019 года.
7. 54-я Зимняя школа Петербургского Института Ядерной Физики, пос.Рощино, Россия, 10 – 15 марта 2020
8. Семинар теоретического отдела лаборатории АРС, Париж, Франция, июнь 2020 года (виртуальное участие).

9. Семинар отдела астрофизики высоких энергий лаборатории APC, Париж, Франция, октябрь 2020 года (виртуальное участие).
10. 37-ая международная конференция по космическим лучам (ICRC-2021), Берлин, Германия, 12 – 23 июля 2021 года (виртуальное участие).

### **Список публикаций по теме диссертации.**

По материалам диссертации опубликовано 7 работ в рецензируемых международных изданиях, рекомендованных ВАК [12, 13, 14, 15, 16, 17, 18], одна работа принята к печати в журнале, рекомендованном ВАК [19]. Также опубликован один электронный препринт [20].

### **Личный вклад автора**

Основные положения, представленные в диссертации и выносимые на защиту, получены лично автором или при его непосредственном участии. В первой главе автором построена новая гибкая модель МФИ, а также выполнен отбор источников и моделирование их спектров для постановки ограничений на параметры небольшой, узкой добавки на фоне теоретически предсказанного спектра МФИ. Во второй главе автор выполнил расчет спектров блазаров и установил ограничения на константу связи с фотонами  $g$  гипотетической аксионоподобной частицы на основе отобранных и промоделированных автором спектров. В третьей главе автором выполнено подробное сравнение электромагнитных модулей публично доступных Монте-Карло программ CRbeam, CRProa и ELMAG. В четвертой главе автором выполнено численное моделирование электромагнитных каскадов, оценена чувствительность телескопа СТА к сильным внегалактическим магнитным полям и определено влияние пузырей магнитного поля вокруг галактик и скоплений галактик на подавление потока вторичных гамма-квантов.

### **Структура и объем диссертации**

Диссертация состоит из введения, четырех глав основного текста, заключения и библиографии. Общий объем работы 127 страниц, включая 34 рисунка и

7 таблиц. Библиография включает 207 наименований.

Во **Введении** обсуждается актуальность темы диссертации.

В **Первой главе** описаны детали и структура новой модели МФИ. Явно выписаны все астрофизические параметры, лежащие в ее основе. В разделе 1.3 построенная модель используется для постановки ограничений на астрофизические параметры на основе разрешенного диапазона изменения МФИ. В разделе 1.4 исследуется вопрос согласования прямых измерений МФИ с ограничениями из наблюдений блазаров. В результате получены ограниченная на параметры дополнительной компоненты в спектре МФИ.

Во **Второй главе** проводится поиск проявлений аксионоподобных частиц в спектрах блазаров. Метод ограничения параметров аксионоподобных частиц на основе наблюдений блазаров представлен в разделе 2.3. В разделе 2.4 на основе наиболее полной выборки блазаров с точно измеренными красными смещениями исследуется проблема “аномальной прозрачности” Вселенной для фотонов высоких энергий.

В **Третьей главе** проводится подробное сравнение электромагнитных модулей публично доступных Монте-Карло программ CRbeam, CRProa и ELMAG. В частности, сравнивается распространение электронов и позитронов в магнитном поле, поглощение гамма-квантов высоких энергий из-за взаимодействия с фотонами МФИ, а также процесс обратного комптоновского рассеяния электронов на фоновых фотонах.

**Четвертая глава** посвящена исследованию межгалактических магнитных полей методами астрофизики. В разделе 4.2 приводится вычисление чувствительности телескопа следующего поколения СТА к сильным внегалактическим магнитным полям с напряженностью в диапазоне  $10^{-12}$  Гс –  $10^{-11}$  Гс. Рассматривается возможная систематическая ошибка в определении параметров ВМП, связанная с подавлением каскадного сигнала в пузырях магнитного поля вокруг галактик и скоплений галактик.

## Глава 1

# Межгалактическое фоновое излучение

Межгалактическое фоновое излучение представляет собой суммарное излучение всех звезд и космической пыли за все время жизни Вселенной. В ультрафиолетовой и оптической частях спектра основной вклад вносят звезды. В инфракрасном диапазоне доминирует вклад нагретой пыли, которая переизлучает свет звезд. Происхождение МФИ напрямую связано с историей звездообразования и может пролить свет на детали эволюции Вселенной. Тем не менее точный спектр МФИ как и его зависимость от красного смещения до сих пор неизвестны.

Прямое наблюдение МФИ является сложной экспериментальной проблемой из-за доминирующего вклада Зодиакального света и излучения Галактики в том же спектральном диапазоне. Известные на сегодняшний день методы измерения МФИ предсказывают существенно различные значения интенсивности излучения, в некоторых случаях отличающиеся на порядок. С другой стороны, слишком высокая интенсивность МФИ противоречит наблюдениям высокоэнергичных гамма-квантов, приходящих с космологических расстояний.

В данной главе мы построим новую модель МФИ с помощью которой покажем какую астрофизическую информацию можно извлечь на основе измерений спектра МФИ. Также, мы рассмотрим вопрос согласования прямых измерений МФИ с наблюдениями высокоэнергичного излучения блазаров. Результаты данной главы опубликованы в работах [12, 14].

### 1.1 Методы измерения спектра МФИ

На данный момент существуют четыре метода восстановления спектра МФИ. Первый опирается на глубокие обзоры неба и оценивает МФИ как сумму потоков отдельных, найденных в обзоре, галактик [21],[22] (см. Рисунок

1). Как следует из описания, данный метод позволяет установить надежный нижний предел на интенсивность МФИ. Настоящая интенсивность МФИ может быть выше из-за возможного вклада тусклых галактик, чья яркость ниже чувствительности инструмента, а также из-за недооценки яркости тусклых областей уже найденных объектов [23].

Второй метод измерения состоит в прямом измерении интенсивности МФИ. Он требует использования специальных моделей Зодиакального и Галактического излучения. Результаты, полученные таким способом предсказывают существенно большую интенсивность МФИ, чем из метода подсчета числа галактик [24],[25] (см. Рисунок 1).

Третья группа методов восстанавливает значение МФИ на основе наблюдений гамма-квантов от далеких источников. Недостатком таких методов является то, что они явно зависят от предполагаемой формы спектра вблизи источника, которая заранее не известна. Полученные этими методами значения МФИ согласуются с результатами метода подсчета числа галактик.

Четвертый класс методов основан на численном моделировании МФИ на основе наблюдений пыли и эволюции звездного населения Вселенной [26, 27, 28, 1, 29, 2]. Современные модели предсказывают интенсивность МФИ, согласующуюся с результатами метода подсчета числа галактик и результатами на основе наблюдений блазаров.

Таким образом, на данный момент существует противоречие в наблюдениях, заключающееся в том, что прямые измерения МФИ приводят к значительно более высоким значениям интенсивности излучения, чем все остальные методы (см. Рисунок 1). Далее мы рассмотрим две возможных интерпретации данного факта. Первая состоит в том, что точность методов прямого измерения падает из-за неучтенных систематических эффектов. В таком случае, прямые измерения можно считать верхним пределом на интенсивность МФИ. Вторая возможность предполагает наличие узкого дополнительного вклада в спектр МФИ, расположенного в области длин волн  $\lambda \approx 1$  мкм с интенсивностью, удо-

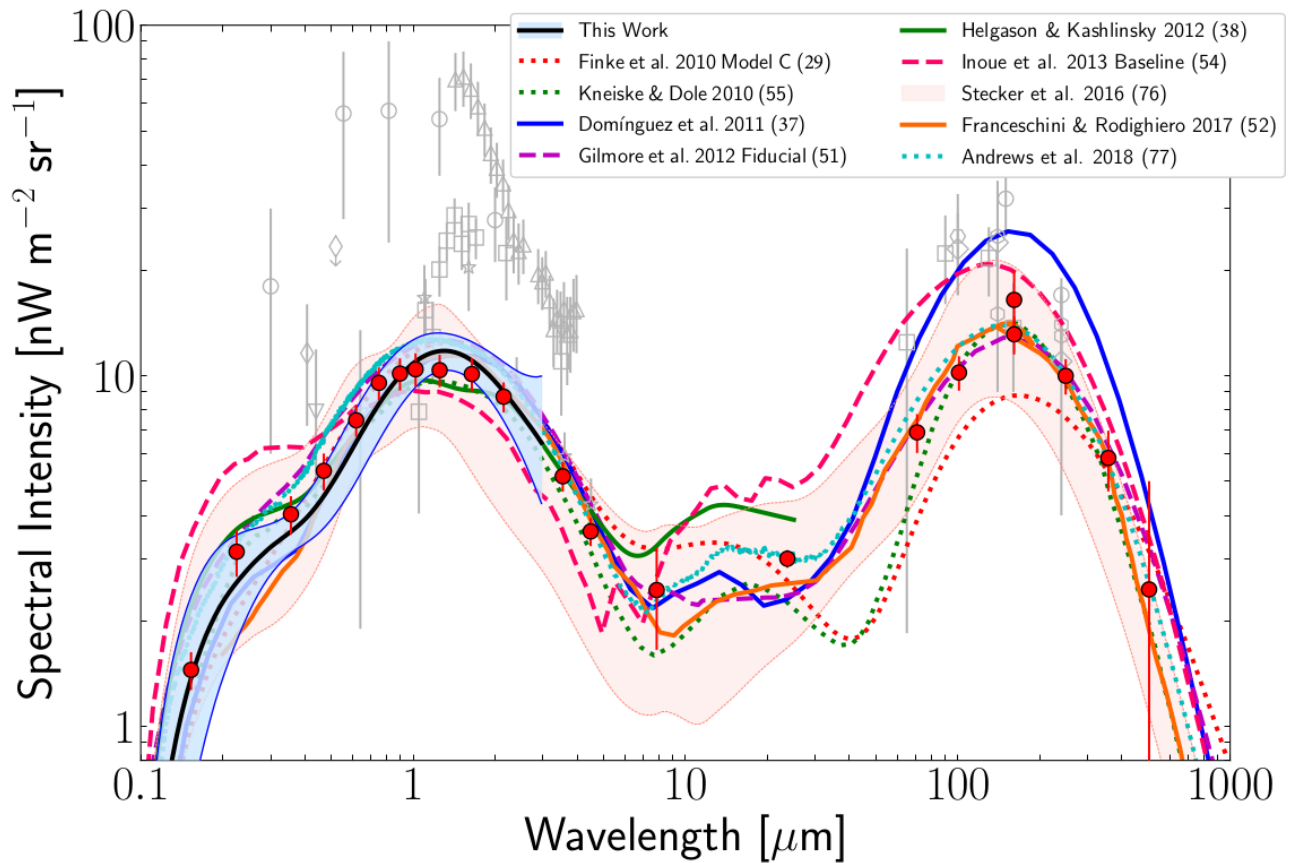


Рис. 1: Спектр межгалактического фонового излучения по результатам наблюдений и моделирования. Сплошные и пунктирные линии соответствуют численным моделям МФИ. Красные точки получены из метода подсчета числа галактик. Серые точки обозначают результаты прямых наблюдений МФИ. Закрашенные полосы соответствуют ограничениям из наблюдений блазаров. Источник: [30].

влетворяющей прямым наблюдениям. Также будет рассмотрен вопрос о том, можно ли согласовать наличие такой особенности в спектре с ограничениями, полученными из наблюдений блазаров.

## 1.2 Построение новой модели МФИ

Будем считать, что прямые наблюдения представляют собой ограничения сверху на интенсивность МФИ. В таком случае, учитывая пределы снизу из метода подсчета галактик, определена допустимая область возможных значений интенсивности МФИ. Отсюда следует, что можно установить ограничения на астрофизические величины, определяющие интенсивность и форму межгалактического фонового излучения. Для того, чтобы это сделать построим новую модель МФИ и явно выделим основные параметры от которых зависит его спектр.

Вначале рассмотрим вклад звезд в спектр МФИ, а затем добавим поглощение и переизлучение света звезд пылью. Будем использовать стандартную космологическую  $\Lambda$ CDM модель для вычисления функциональных зависимостей между расстоянием  $r$ , красным смещением  $z$  и временем  $t$ .

$$r(z) = \frac{c}{H_0} \int_0^z \frac{dz}{\sqrt{\Omega_m(1+z)^3 + \Omega_\Lambda}} \quad (1)$$

$$z(t) = \left(\frac{\Omega_\Lambda}{\Omega_m}\right)^{\frac{1}{3}} \left[ \sinh\left(\frac{3}{2}\Omega_\Lambda^{\frac{1}{2}}tH_0\right) \right]^{-\frac{2}{3}} - 1, \quad (2)$$

где константа Хаббла  $H_0 = 67.8$  км/с/Мпк, плотность материи  $\Omega_m = 0.309$ , плотность темной энергии  $\Omega_\Lambda = 0.691$ , а  $c$  - скорость света. Параметры космологической модели измерены с большой точностью [31] и поэтому будут фиксированы в течение нашего исследования. Будем использовать начальную функцию масс (НФМ) Шарбиера для описания распределения по массе молодых звезд [32]. Следуя за работой [2], будем считать, что НФМ не зависит от крас-



ного смещения:

$$\xi(m) = \begin{cases} \frac{C_{\text{imf}}}{m} e^{-\frac{(\log(m) - \log(m_0))^2}{2D}} & \text{если } m \leq 1, \\ km^{-a_{\text{imf}}} & \text{если } m > 1. \end{cases} \quad (3)$$

Массы звезд измеряются в единицах солнечной массы. Параметры  $m_0$ ,  $D$  и  $a$  будут в дальнейшем рассматриваться как настраиваемые и поэтому войдут в анализ с использованием марковской цепи. В тоже время  $C_{\text{imf}}$  и  $k$  определяются из условий нормировки и непрерывности. НФМ ограничена снизу минимальной массой  $m_{\text{min}} = 0.08$ . Если масса звезды будет меньше, чем  $m_{\text{min}}$ , то температура в ее недрах будет недостаточна для протекания термоядерных реакций. Верхняя граница в распределении масс, наоборот, является свободным параметром нашей модели. В целях удобства, мы будем использовать нормированную НФМ:

$$\int_{m_{\text{min}}}^{m_{\text{max}}} m\xi(m)dm = 1 \quad (4)$$

Масса звезд, рожденных при красном смещении  $z$  в единицу времени в единице объема определяется функцией скорости звездообразования (ФСЗ)  $\psi(z)$ . Мы будем использовать ФСЗ, полученную в работе [2]. Параметризуем ФСЗ масштабным фактором  $C_{\text{sfr}}$  так, что значение  $C_{\text{sfr}} = 1$  будет соответствовать оригинальной нормировке ФСЗ.

Чтобы определить спектр звезды массы  $m$  и возраста  $\eta$  вблизи поверхности, применим эволюционные треки посчитанные в [33], которые позволяют узнать радиус  $R$ , температуру  $T$  и время жизни  $\eta_{\text{life}}$  звезды в зависимости от ее начальной массы и возраста. Обозначим такой спектр за  $B_s(\lambda, m, \eta, z = 0)$ , где последний аргумент означает красное смещение звезды.

$$B_s(\lambda, m, \eta, 0) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{kT(m, \eta)\lambda}} - 1} \quad (5)$$

Если мы рассмотрим такую же звезду, но расположенную на расстоянии  $r$ ,

то ее спектр изменится: уменьшится за счет геометрического фактора  $\left(\frac{R(\eta)}{r(z)}\right)^2$  и красного смещения:

$$B_s(\lambda, m, \eta, z) = \left(\frac{R(m, \eta)}{r(z)}\right)^2 (1+z)^{-3} B_s\left(\frac{\lambda}{1+z}, m, \eta, z=0\right), \quad (6)$$

где расстояние  $r(z)$  вычисляется с помощью (1).

Используя введенные определения, можно вычислить спектр галактики возраста  $\eta_g$ , находящейся при красном смещении  $z_g$ . Предположим, что звездообразование началось одновременно во всех галактиках в тот момент, когда возраст Вселенной равнялся  $t_i$ . В данный момент, процессы, происходящие во Вселенной возраста  $t_i$  наблюдаются с красным смещением  $z_i = z(t_i)$ . С учетом вышесказанного, получим, что возраст галактики выражается через ее красное смещение и  $z_i$ .

$$\eta_g = t(z_g) - t(z_i) \quad (7)$$

Функция  $t(z)$  является обратной к (2). Таким образом, для спектра галактики получаем:

$$G_s(\lambda, z_g) = \int_{m_{\min}}^{m_{\max}} dm \int_0^{\eta_{\text{end}}(m)} d\eta' B_s(\lambda, m, \eta', z_g) \xi(m) \psi(t(z_g) - \eta') \quad (8)$$

Верхний  $\eta_{\text{end}}$  зависит от массы и определяется уравнением:

$$\eta_{\text{end}}(m) = \min(\eta_g, \eta_{\text{life}}(m)). \quad (9)$$

С другой стороны, необходимо учитывать наличие пыли в галактиках и межгалактическом пространстве. Следуя работе [34], предположим, что звездообразование происходит только в гигантских молекулярных облаках, которые скрывают молодые звезды оболочкой пыли и газа. Частицы пыли состоят, в основном, из графита и силикатов, и поэтому имеют ненулевые коэффициенты

поглощения в оптическом и ультрафиолетовом диапазонах. Таким образом, эти частички, нагретые излучением молодых звезд, будут переизлучать их свет в инфракрасном диапазоне.

Следуя [34], предположим, что облака, в которых происходит звездообразование, имеют конечное время жизни  $\eta_c$ . Будем считать, что такие параметры облака, как плотность числа частиц и внешний радиус  $R_c$  остаются постоянными в течение всей жизни облака, тогда как температура различных компонент облака может меняться из-за эволюции звезд в центре. Более того, для простоты предположим, что плотность числа частиц постоянна для всего облака и определяется параметром  $n_d$ . Другие детали внутренней структуры облаков не важны для нашего исследования. По аналогии с [34] оптическая толщина будет рассматриваться как свободная величина, зависящая от двух параметров. Первый параметр - нормировка, которая означает оптическую толщину на длине волны  $\lambda_0 = 5500 \text{ \AA}$ , а второй параметр определяет зависимость оптической толщины от длины волны. Таким образом, оптическая толщина для произвольной длины волны равна

$$\tau(\lambda) = \tau_{\lambda_0} \left( \frac{\lambda}{\lambda_0} \right)^{-n} \quad (10)$$

Предположим, что звездообразование происходит в центре облака, так что существует некоторый радиус  $\rho \ll R_c$ , который определяет границы области звездообразования. Все молодые звезды расположены внутри воображаемой сферы  $S^{\text{in}}$  радиуса  $\rho$ . Прежде всего вычислим спектр  $B_c(\lambda, \eta, \rho)$  молодых звезд возраста  $\eta$  на границе сферы  $S^{\text{in}}$ . На этом шаге пренебрежем поглощением и зависимостью от красного смещения.

$$B_c(\lambda, \eta, \rho) = \int_{m_{\text{min}}}^{m_{\text{max}}} dm \int_0^{\eta_{\text{cend}}(m)} d\eta' \left( \frac{R(\eta')}{\rho} \right)^2 \times \quad (11)$$

$$B(\lambda, m, \eta', z = 0) \xi(m) \psi_c(\eta')$$

где  $\eta_{\text{cend}}(m) = \min(\eta_c, \eta_g, \eta_{\text{life}}(m))$  по аналогии с (9) и  $\psi_c(\eta)$  определяет массу

материи, переходящую в звезды в облаке возраста  $\eta$  в единицу времени. Тогда полная масса газа  $M_0$ , преобразованного в звезды за все время жизни облака, определяется интегралом

$$\int_0^{\eta_c} \psi_c(\eta') d\eta' = M_0 \quad (12)$$

Для простоты предположим, что  $\psi_c(\eta)$  является константой во времени, поэтому

$$\psi_c = \frac{M_0}{\eta_c} \quad (13)$$

С другой стороны,  $\psi_c$  прямо пропорционально  $\psi(t)$  с коэффициентом  $n_{cl}(t)$ , который обозначает количество облаков в единице объема.

$$n_{cl}(t) = \frac{\psi(t)}{\psi_c} = \frac{\psi(t)\eta_c}{M_0} \quad (14)$$

Уравнение (14) будет использовано для вычисления спектра молодых звезд в галактике. Применяя (10), можно получить выражение для спектральной плотности на расстоянии  $r$  от центра облака

$$B_c(\lambda, \eta, r) = \left(\frac{\rho}{r}\right)^2 e^{-\tau_{\lambda_0} \left(\frac{\lambda}{\lambda_0}\right)^{-n}} B_c(\lambda, \eta, \rho), \quad (15)$$

где снова не учитывалось красное смещение. Получаем, что  $B_c(\lambda, \eta, R_c)$  определяет вклад звезд в спектр облака на его границе. Полный спектр облака содержит дополнительный вклад пыли. Опишем предположения, характеризующие свойства пыли. Следуя [35], частички пыли будем считать сферическими, с размером  $a$ , распределенным по степенному закону:

$$dn(a, a + da) = C_d a^{-n_{dust}} da \quad (16)$$

Начальное значение наклона распределения  $n_{dust} = 3.5$ . Так как размеры ча-

стиц ограничены, то распределение также должно быть ограничено сверху и снизу минимальным размером  $a_{\min} = 5$  нм и максимальным  $a_{\max} = 500$  нм. Предположение о постоянстве плотности числа частиц в облаке позволяет явно вычислить нормировочную константу распределения  $C_d$ .

$$C_d = \frac{(n_{\text{dust}} - 1)n_d}{a_{\min}^{-n_{\text{dust}}+1} - a_{\max}^{-n_{\text{dust}}+1}} \quad (17)$$

Равновесная температура  $T_d(a, r)$  частиц пыли размера  $a$  на расстоянии  $r$  от центра облака может быть найдена решением уравнения теплового баланса:

$$\pi a^2 \int_0^{\infty} Q_{\text{abs}}^a(\lambda) B_c(\lambda, \eta, r) d\lambda = 4\pi a^2 \int_0^{\infty} Q_{\text{abs}}^a(\lambda) B_{\text{Pl}}(\lambda, T_d(a, r, \eta)), \quad (18)$$

где коэффициенты поглощения и излучения для частицы размером  $a$  равны по закону Кирхгофа и обозначаются  $Q_{\text{abs}}^a(\lambda)$ .  $B_{\text{Pl}}(\lambda, T_d(a, r, \eta))$  выражает закон излучения Планка.

Для получения полного вклада пыли, полученное выражение необходимо проинтегрировать по размеру частиц и расстоянию от центра  $r$ . Итоговая формула для вычисления спектра пыли:

$$B_d(\lambda, \eta) = \int_0^{R_{\text{out}}} dr 4\pi r^2 \times \int_{a_{\min}}^{a_{\max}} da \left(\frac{a}{R_{\text{out}}}\right)^2 C_d a^{-n_{\text{dust}}} Q_{\text{abs}}^a(\lambda) B_{\text{Pl}}(\lambda, T_d(a, r, \eta)). \quad (19)$$

В среднем инфракрасном диапазоне основной вклад в спектр дают молекулы полициклических ароматических углеводородов (ПАУ), которые поглощают излучение звезд и переизлучают на определенных частотах. Соответствующее сечение  $\sigma$ , константа уширения  $\gamma$  и энергия обрезания  $\lambda_c$  предполагающие ло-

ренцевский профиль излучения хорошо известны. Спектр ПАУ равен:

$$B_{PAH}(\lambda, \eta) = \int_{\rho}^{R_{out}} dr 4\pi r^2 \times n_{PAH} \int_{\lambda_c}^{\infty} d\lambda' B_c(\lambda', \eta, r) \times \sum_i \left( \sigma_i \frac{\gamma_i c^3 / \lambda^4}{\pi^2 \left( \frac{c^2}{\lambda^2} - \frac{c^2}{\lambda_0^2} \right)^2 + \left( \frac{\gamma_i c}{2\lambda} \right)^2} \right) \quad (20)$$

где  $n_{PAH}$  плотность числа равномерно распределенных молекул ПАУ, а суммирование ведется по всем резонансам.

Суммируя вышесказанное, полный спектр галактики с красным смещением  $z_g$  выражается как:

$$G(\lambda, z_g) = G_s(\lambda, z_g) + G_c(\lambda, z_g), \quad (21)$$

где,

$$G_s(\lambda, z_g) = \int_{m_{min}}^{m_{max}} dm \int_0^{\eta_{end}(m)} d\eta' B_s(\lambda, m, \eta', z_g) \xi(m) \psi(t(z_g) - \eta'), \quad (22)$$

$$\eta_{end}(m) = \text{Max}(\text{Min}(\eta_g, \eta_{life}(m) - \eta_c), 0), \quad (23)$$

$$G_c(\lambda, z_g) = \int_0^{\eta_c} d\eta' (B_d(\lambda, \eta', z_g) + B_{PAH}(\lambda, \eta', z_g) + B_c(\lambda, \eta', R_{out}, z_g)) \frac{\eta_c}{M_0} \psi(t(z_g) - \eta'). \quad (24)$$

Окончательной спектр получается интегрированием по  $r$  с учетом закона поглощения света  $C_{calz}(\lambda)$  при движении через межгалактическую среду [36].

$$U(\lambda) = \int_0^{r(z_i)} dr 4\pi r^2 C_{calz}(\lambda) G(\lambda, z_g(r)) \quad (25)$$

### 1.3 Ограничения на астрофизические параметры МФИ

Модель, описанная в предыдущем разделе, сохраняет явную зависимость от астрофизических параметров. Предпочтительные значения и доверительные интервалы для параметров будут рассчитаны с использованием метода Монте-Карло марковских цепей (МКМЦ). Цепь Маркова строится по алгоритму Метрополиса со стандартной функцией правдоподобия

$$\mathcal{L} = \prod_i e^{-\frac{(y-y_i)^2}{2\sigma_i^2}}, \quad (26)$$

где  $y_i$  и  $\sigma_i$  — значения и ошибки экспериментальных точек. Односторонние пределы включаются в произведение, только если  $y > y_i$  для нижних пределов и если  $y < y_i$  для верхних.

Ограничения на интенсивность МФИ основаны на трех категориях данных, которые являются нижним и верхним пределами и прямыми измерениями. Нижние пределы получаются из метода подсчета галактик и обеспечивают строгие ограничения, см. Таблицу 2. Верхние пределы появляются либо из прямых измерений на длинах волн, где вклад зодиакального света значителен, либо из прямых измерений в сочетании с какой-либо специальной техникой вычитания фона, см. Таблицу 4. Для длин волн больше 200 мкм используются прямые измерения, так как считается, что вклад зодиакального света в этой области пренебрежимо мал. Мы также добавили результаты Pioneer 10/11, поскольку их измерения проводились далеко от области потенциального влияния фона Солнечной системы, см. Таблицу 3.

Спектр МФИ с набором параметров, соответствующим максимуму функции правдоподобия, показан на Рисунке 2. Параметры, полученные из МСМС, хорошо согласуются с обычно используемыми значениями, см. Таблицу 1. Спектр демонстрирует хорошее соответствие в ультрафиолетовом, оптическом и дальнем инфракрасном диапазонах с популярными моделями [2] и [1].

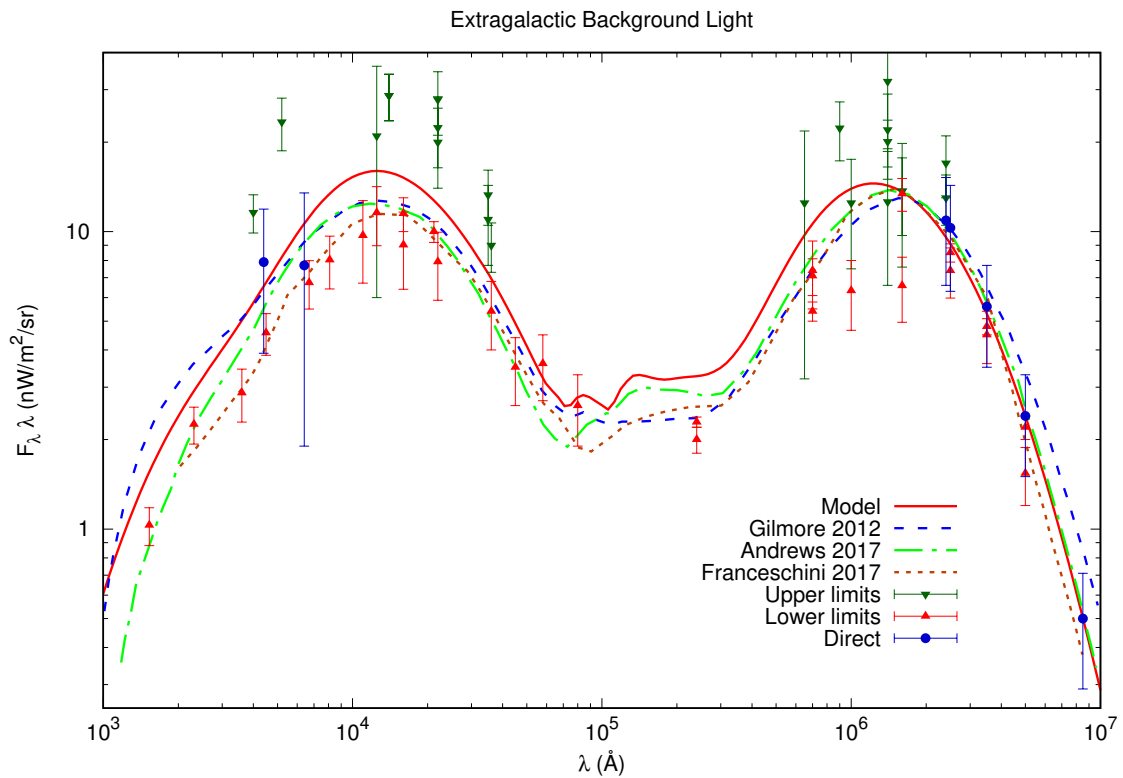


Рис. 2: Спектр межгалактического фонового излучения. Красная линия соответствует наиболее вероятным параметрам свободной модели. Синяя линия - модель Гилмора и др. [2]. Зеленая и коричневая линии - модели [37] и [38] соответственно. Стрелки вверх и вниз указывают на ограничения сверху и снизу, см. Таблицу 2 и 4, кружки показывают прямые измерения, Таблица 3.



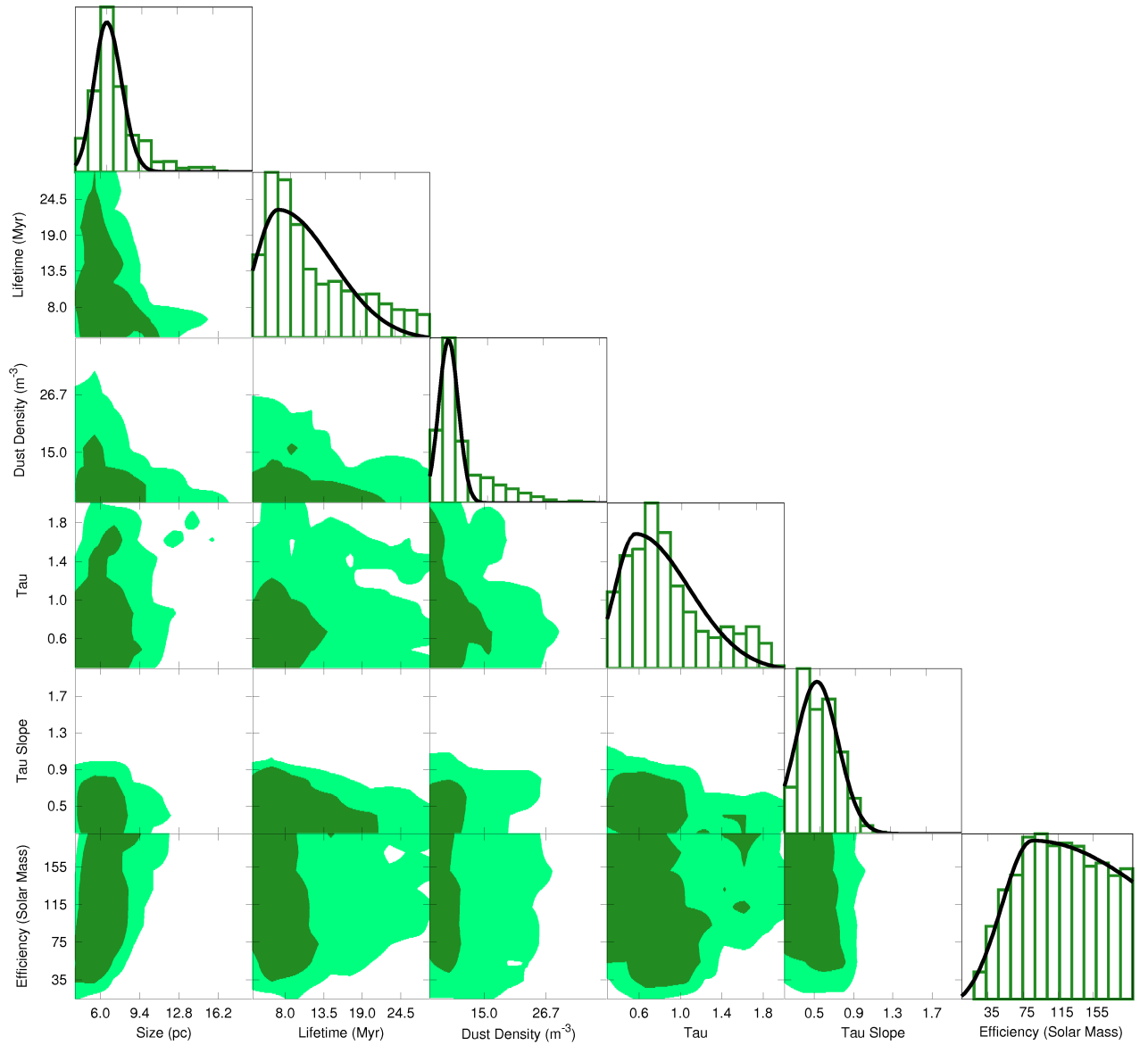


Рис. 3: Распределение параметров облаков, включая радиус  $R_c$ , время жизни  $\eta_c$ , плотность числа частиц пыли  $n_d$ , оптическую толщину на длине волны  $5500\text{\AA}$   $\tau_{\lambda_0}$ , наклон оптической толщины  $n$  и эффективность облака  $M_0$ .

### 1.3.1 Обсуждение результатов

Опишем результаты основной части исследования. Все параметры разделены на четыре группы в зависимости от способа их обработки. Первая группа содержит параметры начальной функции масс, а именно  $m_0$ ,  $D$ ,  $a_{\text{imf}}$ . Эти параметры уже ограничены в [32], поэтому мы устанавливаем существующие доверительные интервалы как допустимую свободу изменения каждого параметра. В результате анализа установлено, что МФИ нечувствителен к  $m_0$  и  $D$ , но сильно зависит от  $a_{\text{imf}}$ . Полученное значение равно  $a_{\text{imf}} = 2.29_{-0.24}^{+0.15}$ , что уже, чем пределы из [32]. Параметр  $a_{\text{imf}}$  определяет количество массивных звезд, таким образом, этот результат указывает на то, что массивные звезды играют важную роль в формировании МФИ.

Следующая группа содержит параметры пыли и включает в себя минимальный и максимальный размеры частиц и наклон распределения  $n_{\text{dust}}$ . Были разрешены широкие пределы изменения для каждого из этих параметров, за исключением нижнего предела для минимального размера частицы и верхнего предела для максимального размера частицы, которые составляют  $10^{-3}$  мкм и 1 мкм соответственно. Было обнаружено, что размеры частиц ограничены следующим образом:  $a_{\text{min}} < 1.75 \cdot 10^{-3}$  мкм и  $a_{\text{max}} < 22.8 \cdot 10^{-3}$  мкм. Такие ограничения связаны с более высокой излучательной способностью более крупных частиц и, следовательно, с большим вкладом в МФИ. Наклон распределения  $n_{\text{dust}}$  должен быть больше 3.83.

Третья группа объединяет все параметры облаков, см. Рисунок 3. В основном свойства молекулярных облаков известны из наблюдений за Млечным Путем, подробнее см., например, [39]. Наблюдения показывают, что радиусы облаков лежат в диапазоне от 1 пк до 35 пк с наибольшими размерами до 100 пк. Время жизни облаков со средней массой  $17 \pm 4$  млн лет [39]. Из анализа МФИ получены следующие значения для радиуса  $R_c = 6.1_{-1.2}^{+1.4}$  пк и времени жизни  $\eta_c = 6.0_{-3.6}^{+8.5}$  млн. Они хорошо согласуются с экспериментальными

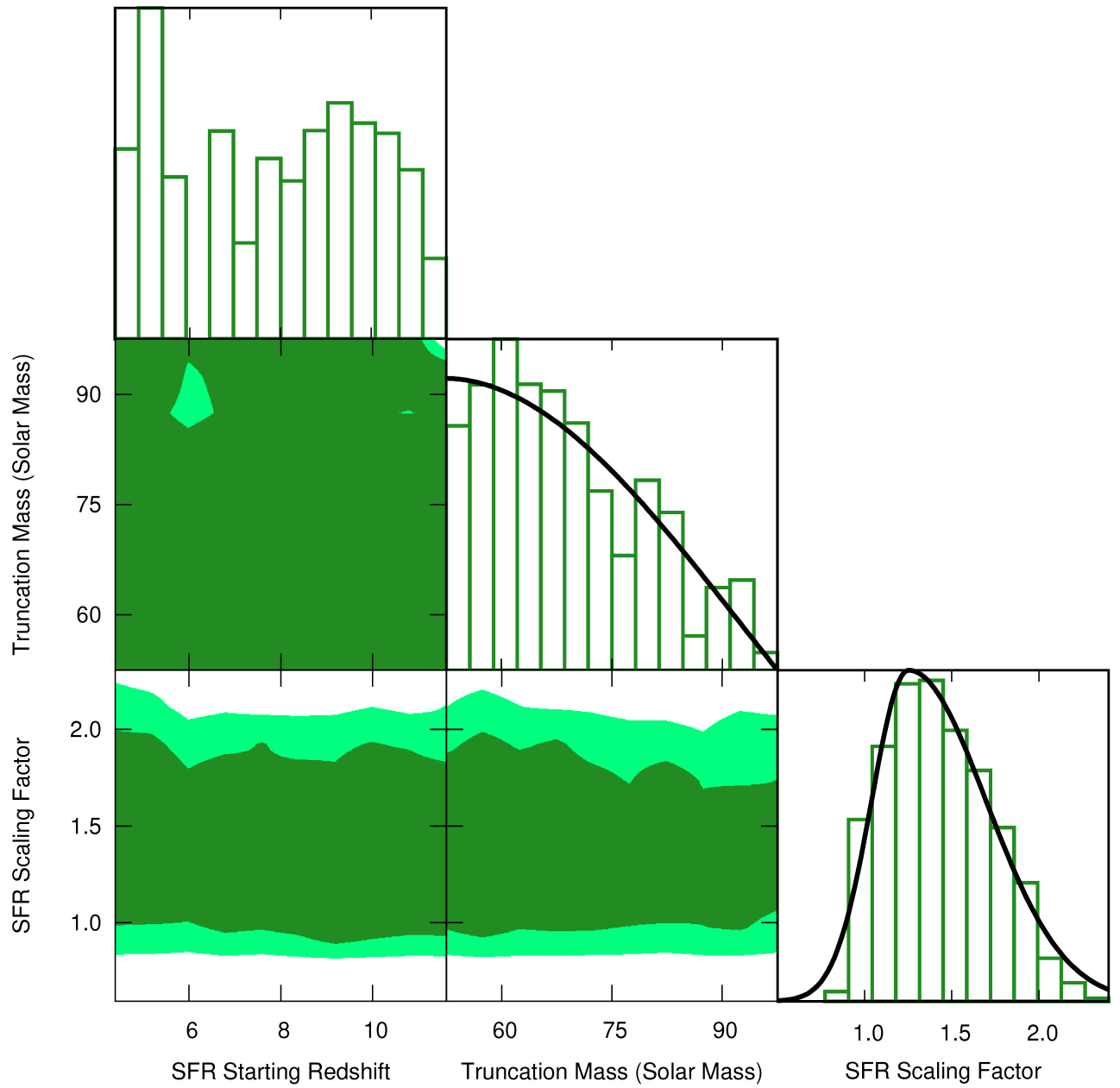


Рис. 4: Распределения глобальных параметров звездообразования, включая красное смещение, при котором началось звездообразование  $z_1$ , максимальную массу в НФМ  $m_{\max}$  и нормировку скорости звездообразования  $C_{\text{sfr}}$

оценками. Относительно малое значение радиуса облака можно согласовать с наблюдаемыми более крупными облаками, если допустить, что большие облака неоднородны и разделены на отдельные области звездообразования. Плотность частиц пыли  $n_d$  не может быть измерена напрямую, но может быть получена из массы облака. Можно получить коэффициент звездообразования  $\epsilon = 0.035$ , который определяется как отношение массы новорождённых звёзд в облаке ко всей массе облака. В расчете используется общепринятое предположение, что отношение газа к пыли равно 100. Значение  $\epsilon$  соответствует современным наблюдениям [39].

Последняя группа содержит глобальные параметры Вселенной, см. Рисунок 4. Она включает красное смещение начала звездообразования, максимальную массу в НФМ, и нормировку скорости звездообразования. Мы получили, что МФИ не зависит от эпох с красным смещением  $4 < z < 10$ . Максимальная масса в НФМ – это максимальная масса звезды в нашей модели. Было получено, что меньшие максимальные массы более вероятны, чем большие. Причина этого результата в том, что массивные звезды слишком горячие и, таким образом, перегревают пыль. Наконец, нормировка скорости звездообразования хорошо ограничена и с достоверностью  $1\sigma$  составляет  $1.25^{+0.44}_{-0.24}$ .

## 1.4 Ограничения на параметры дополнительной компоненты в EBL

Рассмотрим вопрос о том возможно ли согласование данных прямых измерений МФИ и ограничений из наблюдений блазаров. На первый взгляд кажется, что все прямые измерения лежат выше допустимой из данных гамма-астрономии полосы, и, следовательно, согласование невозможно. В тоже время, измерения МФИ по данным гамма-излучения традиционно предполагают плавную форму спектра МФИ с двумя широкими максимумами и поэтому нечувствительны к узким спектральным особенностям. Поэтому остается ве-

Таблица 1: Средние значения и  $1\sigma$  доверительные интервалы для параметров модели полученные по результатам анализа марковской цепочки (колонка МСМС) по сравнению со значениями, представленными в литературе. Прочерк в колонке МСМС означает, что модель не зависит от этого параметра.

Название параметра	Символ	МСМС	Литературы
Параметр НФМ ( $M_{\odot}$ )	$m_0$	-	$0.079^{+0.021}_{-0.016}$ [32]
Параметр НФМ	$D$	-	$0.69^{+0.05}_{-0.01}$ [32]
Параметр НФМ	$a_{\text{imf}}$	$2.29^{+0.15}_{-0.24}$	$2.3 \pm 0.3$ [32]
Минимальный размер частиц пыли (мкм)	$a_{\text{min}}$	$< 1.75 \cdot 10^{-3}$	-
Максимальный размер частиц пыли (мкм)	$a_{\text{max}}$	$< 22.8 \cdot 10^{-3}$	-
Наклон распределения пыли	$n_{\text{dust}}$	$> 3.83$	$\sim 3.5$
Радиус облака (пк)	$R_c$	$6.1^{+1.4}_{-1.2}$	$2.5-100$ [39]
Время жизни облака (Млн. лет)	$\eta_c$	$6.0^{+8.5}_{-3.6}$	$\sim 10$ [39]
Плотность числа частиц пыли ( $\text{м}^{-3}$ )	$n_d$	$6.9 \pm 2.0$	$\sim 10$ [39]
Оптическая толщина на $5500 \text{ \AA}$	$\tau_{\lambda_0}$	$0.59^{+0.57}_{-0.21}$	$\sim 1$ [34]
Наклон оптической толщины	$n$	$0.47 \pm 0.24$	$\sim 0.7$ [34]
Эффективность облака ( $M_{\odot}$ )	$M_0$	$85^{+152}_{-36}$	-
Красное смещение начала звездообразования	$z_i$	-	$\sim 8$ [2]
Максимальная масса НФМ ( $M_{\odot}$ )	$m_{\text{max}}$	$< 84$	$\sim 100$
Нормировка скорости звездообразования	$C_{\text{sfr}}$	$1.25^{+0.44}_{-0.24}$	$\sim 1$

Таблица 2: Ограничения снизу на МФИ, использованные в анализе.

$\lambda$ (мкм)	Нижний предел ( $\text{нВт}/\text{м}^2/\text{ср}$ )	Эксперимент
0.153	$1.03 \pm 0.15$	Galex [40]
0.231	$2.25 \pm 0.32$	Galex [40]
0.36	$2.87^{+0.58}_{-0.42}$	HDF [22]
0.45	$4.57^{+0.73}_{-0.47}$	HDF [22]
0.67	$6.74^{+1.25}_{-0.94}$	HDF [22]
0.81	$8.04^{+1.62}_{-0.92}$	HDF [22]
1.1	$9.71^{+3.0}_{-1.9}$	HDF [22]
1.6	$9.02^{+2.62}_{-1.68}$	HDF [22]
2.2	$7.92^{+2.04}_{-1.21}$	HDF [22]
1.25	$11.7 \pm 2.6$	Subaru [21]
1.6	$11.5 \pm 1.5$	Subaru [21]
2.12	$10.0 \pm 0.8$	Subaru [21]
3.6	$5.4 \pm 1.4$	Spitzer/IRAC [41]
4.5	$3.5 \pm 0.9$	Spitzer/IRAC [41]
5.8	$3.6 \pm 0.9$	Spitzer/IRAC [41]
8.0	$2.6 \pm 0.7$	Spitzer/IRAC [41]
24	$2.29 \pm 0.09$	Spitzer/MIPS [42]
70	$5.4 \pm 0.4$	Spitzer/MIPS [42]
70	$7.4 \pm 1.9$	Spitzer/MIPS [43]
24	$2.0 \pm 0.2$	Spitzer/MIPS [44]
70	$7.1 \pm 1.0$	Spitzer/MIPS [45]
160	$13.4 \pm 1.7$	Spitzer/MIPS [45]
100	$6.33 \pm 1.67$	Herschel/PACS [46]
160	$6.58 \pm 1.62$	Herschel/PACS [46]
250	$8.5 \pm 0.6$	BLAST [47]
350	$4.8 \pm 0.3$	BLAST [47]
500	$2.2 \pm 0.2$	BLAST [47]
250	$7.4 \pm 1.42$	Herschel/SPIRE [48]
350	$4.5 \pm 0.9$	Herschel/SPIRE [48]
500	$1.54 \pm 0.34$	Herschel/SPIRE [48]

Таблица 3: Прямые измерения МФИ, использованные в анализе.

$\lambda$ (мкм)	Прямое измерение (нВт/м <sup>2</sup> /ср)	Эксперимент
0.44	7.9±4.0	Pioneer 10/11 [49]
0.64	7.7±5.8	Pioneer 10/11 [49]
240	10.9±4.3	COBE/FIRAS [50]
250	10.3±4.0	COBE/FIRAS [50]
350	5.6±2.1	COBE/FIRAS [50]
500	2.4±0.9	COBE/FIRAS [50]
850	0.5±0.21	COBE/FIRAS [50]

Таблица 4: Ограничения сверху на МФИ, использованные в анализе.

$\lambda$ (мкм)	Верхний предел (нВт/м <sup>2</sup> /ср)	Эксперимент
0.4	11.6±1.7	ESO VLT/FORSE [25]
0.52	23.4±4.7	ESO VLT/FORSE [25]
1.25	21±15	COBE/DIRBE [51]
2.2	20±6	COBE/DIRBE [51]
3.5	13.3±2.8	COBE/DIRBE [51]
1.25	54±16.8	COBE/DIRBE [52]
2.2	27.8±6.7	COBE/DIRBE [52]
1.4	28.7 <sup>+5.1</sup> <sub>-3.3</sub>	CIBER [24]
3.6	9.0 <sup>+1.7</sup> <sub>-0.9</sub>	COBE/DIRBE [53]
2.2	22.4±6.0	COBE/DIRBE [54]
3.5	11.0±3.3	COBE/DIRBE [54]
65	12.5±9.3	Akari [55]
90	22.3±5.0	Akari [55]
140	20.1±3.6	Akari [55]
160	13.7±4.0	Akari [55]
140	12.6±6.0	COBE/FIRAS [50]
160	13.7±6.1	COBE/FIRAS [50]
140	32±13	COBE/DIRBE [56]
240	17±4	COBE/DIRBE [56]
100	12.5±5.0	COBE/DIRBE [57]
140	22±7	COBE/DIRBE [57]
240	13.0±2.5	COBE/DIRBE [57]

роятность того, что ограничения из наблюдений блазаров и прямые измерения все же согласуются если, например, МФИ имеет дополнительную спектральную компоненту, сосредоточенную в узком диапазоне длин волн, и которая не была учтена при анализе гамма-излучения. Примеры такой относительно узкой функции показаны красной пунктирной линией на Рисунке 5.

В дальнейшем мы исследуем ограничения на узкие спектральные особенности в спектре МФИ, накладываемые существующими данными гамма-излучения.

#### 1.4.1 Отбор данных высокоэнергичного излучения блазаров

Наш анализ основан на комбинированных усредненных по времени спектрах блазаров на основе наблюдений Fermi LAT и черенковских телескопов. Такие комбинированные спектры можно было получить только для источников, являвшихся объектом многолетних мониторинговых наблюдений с помощью черенковских телескопов.

Чтобы определить набор источников, для которых возможно получение усредненных по времени комбинированных спектров Fermi LAT и черенковских телескопов, был проведен отбор источников. Первоначальный каталог был построен на основе онлайн-каталога источников TeVCat, в котором собраны наблюдения, выполненные различными обсерваториями. Каталог TeVCat включает 71 источник, которые классифицируются как блазары. Из 71 источника от TeVCat мы сохранили только источники со спектроскопически измеренным красным смещением, полученным по линиям излучения. Это ограничивает список блазаров 42 источниками.

Затем мы наложили требование, чтобы выбранные блазары наблюдались не менее двух лет в период работы телескопа Fermi LAT, то есть после 2008 г., и полученный спектр должен быть усреднен по времени наблюдения. Черенковские телескопы обычно наблюдают за источниками в периоды вспышечной активности в течение нескольких десятков часов в год. Предпочтение наблю-

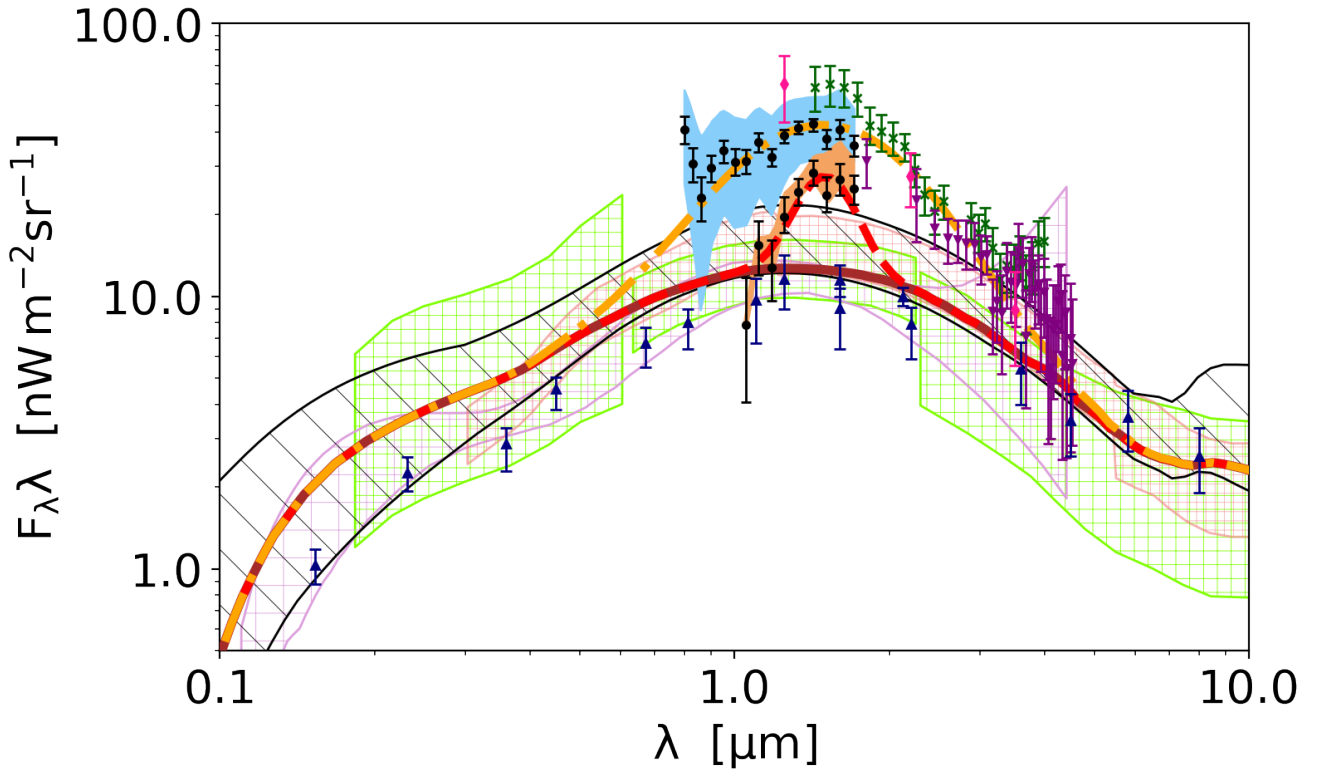


Рис. 5: Спектр МФИ, полученный различными методами. *Прямые измерения:* Фиолетовые стрелки - результаты AKARI [58], а зеленые звездочки - результаты повторного анализа IRTS [59]. Розовые бриллианты получены в результате повторного анализа измерений COBE/DIRBE [60] [61]. Черные точки данных вместе с синими и оранжевыми систематическими погрешностями получены из SIBER [24] и соответствуют номинальному и минимальному измерениям МФИ. *Нижние пределы:* Темно-синие стрелки, направленные вверх, объединяют нижние пределы на МФИ, полученные в различных экспериментах: GALEX [40], Hubble Deep Field [22], Subaru [21] и Spitzer/IRAC [41]. *МФИ на основе поглощения гамма-излучения:* Полосатые салатовые, красные и фиолетовые полосы взяты из MAGIC [62], HESS [63] и Fermi LAT [64] соответственно. *Моделирование:* Темно-красная сплошная линия соответствует базовой модели МФИ [2]. Черная полоса показывает допустимый диапазон моделей МФИ, полученный с помощью модели МФИ [12]. Штрих-пунктирная оранжевая и пунктирная красная линии описывают возможный дополнительный вклад в МФИ.



Таблица 5: Список блазаров, отобранных для анализа. Поток источника указан как доля потока Крабовидной туманности.

Источник	Ra	Dec	$z$	Поток	Инструмент	Период набл.
1ES 1011+496	153.76	49.43	0.212	0.05	MAGIC	2011-2012 [65]
1ES 1215+303	184.45	30.10	0.131	0.035	MAGIC	2010-2011 [66]
1ES 1218+304	185.36	30.19	0.182	0.08	VERITAS	2008-2013 [67]
1ES 1959+650	299.99	65.14	0.048	0.64	VERITAS	2007-2011 [68]
PKS 1510-089	228.21	-9.10	0.361	0.03	MAGIC	2012-2017 [69]
PKS 2005-489	302.36	-48.83	0.071	0.03	HESS	2004-2007 [70]
PKS 2155-304	329.72	-30.22	0.116	0.15	HESS	2005-2007 [71]

дать блазары в периоды активности вносит погрешность в измерения потоков и спектров. Чтобы избежать возможных последствий таких выборочных измерений, мы отобрали только те источники, которые наблюдались на протяжении нескольких лет. В случае если данные многолетних наблюдений публиковались в виде спектров низкопоточного и высокопоточного состояний, использовались низкопоточные спектры. Если спектры не разделялись на состояния с низким и высоким потоком, мы проверяли, что блазар не испытывал сильных вспышек в период наблюдений черенковских телескопов, когда поток увеличился более чем в десять раз по сравнению со средним. После наложения этого ограничения в выборке остался 21 блазар.

Далее мы наложили ограничение на поток источника  $F > 0.03F_{\text{Crab}}$ , где  $F_{\text{Crab}}$  – поток Крабовидной туманности, чтобы обеспечить достаточное качество измерений гамма-излучения. Таким образом в нашем списке осталось пять блазаров. Кроме того, мы добавили PKS 2005-489 и PKS 2155-304, которые удовлетворяют всем нашим критериям, но наблюдались до 2008 г. Все отобранные для анализа блазары приведены в Таблице 5.

Для каждого блазара из Таблицы 5 мы рассчитали усредненный по времени спектр по данным Fermi LAT. Данные Fermi LAT, были собраны в период с 4 августа 2008 г. по 19 сентября 2018 г. и были обработаны с использованием программного обеспечения Fermi Science Tools версии 1.0.2. Мы использовали данные Fermi Pass 8 Release 3 с событиями класса SOURCE. В анализе

использовалась модель галактического излучения 'gll\_iem\_v07.fits', а также изотропная фоновая модель 'iso\_P8R3\_SOURCE\_V2\_v1.txt'. Использовались функции отклика прибора 'P8R3\_SOURCE\_V2'. Окончательные спектры были получены с помощью анализа функции правдоподобия программой *gtlike*. Было наложено стандартное ограничение на зенитный угол  $\theta_{\text{zen}}$  приходящих фотонов  $\theta_{\text{zen}} < 90^\circ$ . Модели источников созданы на основе четвертого каталога источников Fermi LAT 4FGL [72]. Спектры рассчитывались в десяти бинах по энергии, охватывающих диапазон энергий от 1 ГэВ до 1 ТэВ. Чтобы учесть систематическую неопределенность эффективной площади, мы добавили ошибку 10% от потока к каждому бину.

#### 1.4.2 Моделирование спектров источников

Спектры испускания источников приближаются степенной функцией с изломом. Данная функция имеет четыре параметра: нормировку  $A$ , степенные индексы  $\Gamma_1$  и  $\Gamma_2 = \Gamma_1 - \Delta\Gamma$ , и энергию излома  $E_{br}$ :

$$\begin{cases} F_0(E) = A (E/E_{br})^{-\Gamma_1} & E < E_{br} \\ F_0(E) = A (E/E_{br})^{-\Gamma_2} & E > E_{br} \end{cases} . \quad (27)$$

Наблюдаемый спектр дается выражением:

$$F(E) = F_0(E) e^{-\tau(E,z)}, \quad (28)$$

где  $\tau$  — зависящая от энергии оптическая толщина образования пар на МФИ для источника с красным смещением  $z$ .

В качестве модели МФИ была выбрана модель Гилмора и др. [2], так как она имеет наименьшую оптическую толщину. Эта модель имеет практически идентичный спектр с моделью Франческини и др. [1] в видимом и ближнем инфракрасном диапазоне при  $z = 0$ . Отметим, что выбор конкретной модели

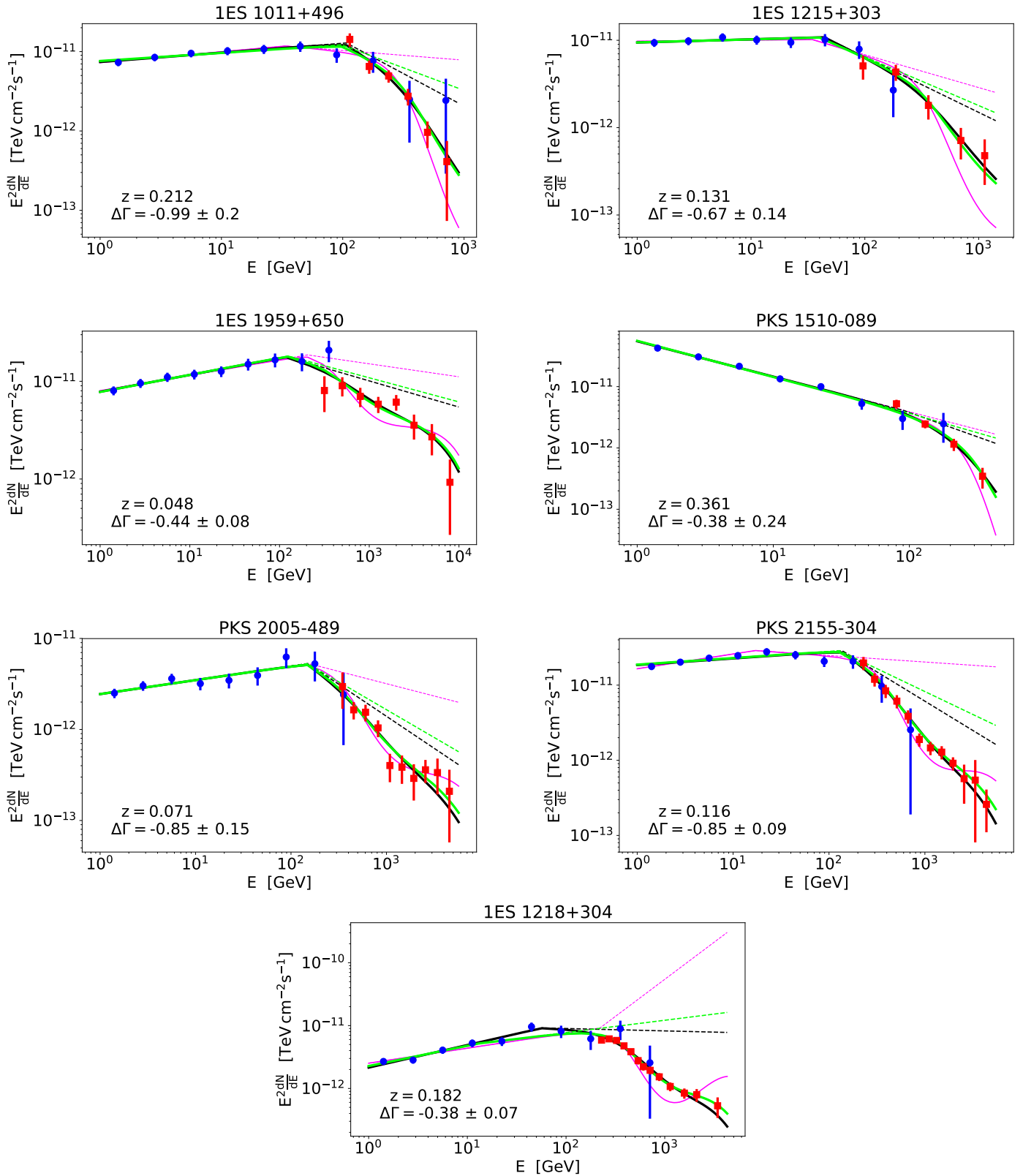


Рис. 6: Спектры блазаров, отобранных для анализа. Синие точки и красные квадраты соответствуют данным Fermi LAT и черенковских телескопов. Черные пунктирные и сплошные линии показывают спектр испускания и наблюдаемый спектр с учетом поглощения на МФИ. Пунктирные и сплошные зеленые линии обозначают тоже самое, но для модели МФИ с добавленной узкой компонентой, соответствующей минимальным возможным значениям измерений SIBER [24]. Пунктирные и сплошные пурпурные линии используются для модели МФИ с дополнительной компонентой, соответствующей номинальной модели SIBER [24].

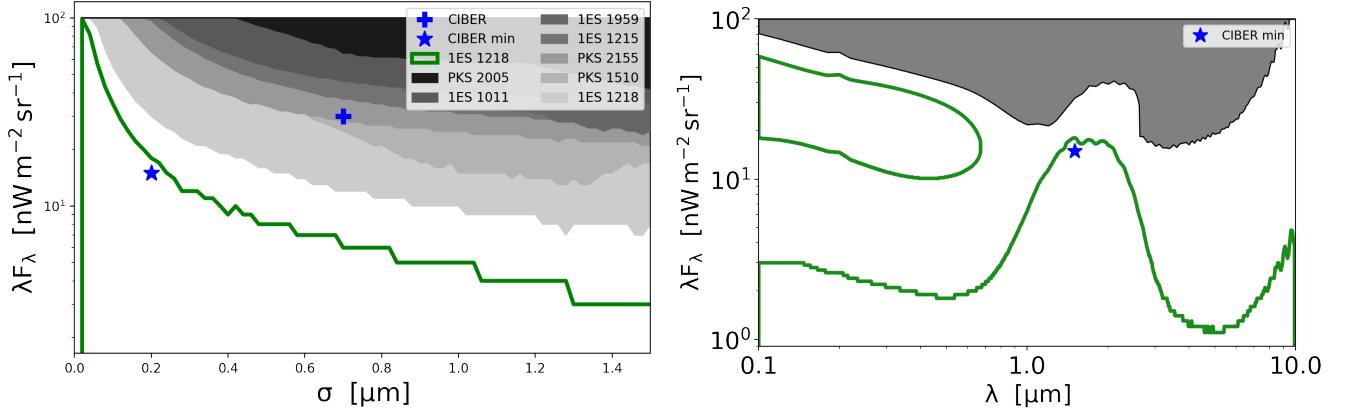


Рис. 7: Левая панель: сечение трехмерного пространства параметров для положения добавки  $\mu = 1.5$  мкм. Серые области соответствуют сечению ограничений на параметры с достоверностью 95%. Наиболее сильное ограничение накладывают данные 1ES 1218+304. Для этого источника также показано поперечное сечение контура достоверности 68% вокруг наиболее подходящего значения. Синий крестик в исключенной области и звездочка внутри зеленого контура показывают два измерения МФИ, о которых сообщил CIBER [24]. Правая панель: сечение трехмерного пространства параметров, рассчитанное для ширины добавки  $\sigma = 0.2$  мкм. Поперечные сечения верхней границы уровня достоверности 95% и контура уровня достоверности 68% вокруг наиболее подходящего значения для нормализации логгауссовой добавки МФИ в зависимости от центральной длины волны показаны серым и зеленым цветом соответственно. Используются данные 1ES 1218+304. Синяя звездочка показывает параметры минимального МФИ CIBER [24].

МФИ не оказывает существенного влияния результаты нашего исследования. Можно видеть, что спектры Fermi LAT и наземных телескопов хорошо согласуются с выбранной спектральной моделью со степенным законом с изломом, так как для каждого источника качество подгонки параметров  $\chi^2/d.o.f. < 1$  (см. Таблицу 6).

### 1.4.3 Моделирование дополнительной компоненты в спектре EBЛ

Спектры всех источников хорошо согласуются с “минимальной” моделью МФИ, интенсивность которой находится на уровне ограничений снизу из метода подсчета числа галактик. Тем не менее, можно заметить, что все источники обладают изломом спектра излучения около 100 ГэВ, то есть на уровне энергии, выше которого эффект МФИ становится существенным. Это намекает на

возможность того, что наблюдения блазаров допускают более высокий уровень МФИ.

Чтобы исследовать эту возможность, мы ввели дополнительную компоненту в спектр МФИ в виде узкой добавки, локализованной вокруг характерной энергии. Дополнительная компонента МФИ была выбрана логгауссовой формы  $B_\lambda(\lambda)$ :

$$\lambda B_\lambda = B \exp\left(-\frac{\log^2(\lambda/\mu)}{2 \log(1 + \frac{\sigma}{\mu})^2}\right), \quad (29)$$

как показано на Рисунке 5. Эта функция выглядит как гауссова при построении в логарифмическом масштабе. Она имеет три параметра: нормировку  $B$ , центральную длину волны  $\mu$ , и ширину  $\sigma$ . Рисунок 5 показывает, что такая логарифмическая гауссова может соответствовать как 'широкому' спектру на уровне самых высоких прямых измерений МФИ, так и спектру МФИ, о котором сообщает CIBER [24]. Для первого следует принять  $B = 30$  нВт/(м<sup>2</sup> ср) и  $\sigma = 0.7$  мкм, а для второго  $B = 15$  нВт/(м<sup>2</sup> ср) и  $\sigma = 0.2$  мкм. Оба добавки расположены на длине волны  $\mu = 1.5$  мкм.

Чтобы выяснить, какой избыточный поток МФИ не противоречит данным  $\gamma$ -излучения, мы просканировали высоту, ширину и положение дополнительной компоненты. Мы исследовали, как улучшается (ухудшается) качество аппроксимации спектров гамма-излучения при изменении параметров добавки. На первом шаге мы определили вектор  $\theta$  как набор параметров  $\theta = (B, \mu, \sigma)$ , и вычислили  $\chi_i^2(\theta)$  и параметры  $\Gamma_{1,i}(\theta)$ ,  $\Gamma_{2,i}(\theta)$ , и  $E_{br,i}(\theta)$  подгонки  $i$ -го блазар для каждой точки  $\theta$  в диапазоне  $0 < B < 100$  нВт/(м<sup>2</sup> ср),  $0.1 < \mu < 10$  мкм,  $0 < \sigma < 1.5$  мкм, обходя пространство параметров с малым шагом  $\delta\theta$ . Затем мы наложили ограничение на жесткость собственных спектров блазаров и удалили все точки  $\theta$ , где  $\Gamma_{2,i} < 1.5$  хотя бы для одного блазара.

После этого мы получили  $2\sigma$  исключенную область пространства параметров для каждого блазара. В соответствии с критерием хи-квадта точка  $\theta$  исключается, если  $\chi_i^2(\theta) > \chi_{i,0}^2 + 8.02$ , где  $\chi_{i,0}^2$  соответствует наилучшей подгонке

Таблица 6: Параметры модельного спектра для каждого блазара.  $\chi^2/d.o.f.$  представляет качество аппроксимации с использованием базовой модели МФИ, а  $\chi_b^2/d.o.f.$  - качество аппроксимации с использованием МФИ с дополнительной узкой компонентой, соответствующей минимальному измерению МФИ CIBER [24],  $\Delta\chi^2 = \chi_b^2 - \chi^2$ .

Название	$\Gamma_1$	$\Delta\Gamma$	$E_{br}$ ГэВ	$\chi^2$	$\chi^2/d.o.f.$	$\Delta\chi^2$	$\chi_b^2/d.o.f.$
1ES 1011+496	1.89±0.04	-0.99±0.20	107±24	6.103	0.469	-0.291	0.447
1ES 1215+303	1.98±0.05	-0.67±0.14	44±13	3.725	0.373	+0.449	0.417
1ES 1218+304	1.65±0.05	-0.38±0.07	57±19	12.622	0.631	-1.395	0.561
1ES 1959+650	1.83±0.04	-0.44±0.08	119±48	9.120	0.651	+0.918	0.717
PKS 1510-089	2.56±0.04	-0.38±0.24	90±50	4.322	0.480	-0.010	0.479
PKS 2005-489	1.86±0.05	-0.85±0.15	150±48	10.671	0.667	-0.942	0.608
PKS 2155-304	1.93±0.03	-0.85±0.09	138±32	10.843	0.571	-1.542	0.489

без дополнительной компоненты, а значение 8.02 соответствует уровню несогласованности  $2\sigma$  для вложенных моделей с тремя добавленными параметрами. Предпочтительными областями с уровнем значимости  $1\sigma$  являются те, где выполняется условие  $\chi_i^2(\theta) < \chi_{i,min}^2 + 3.53$  и  $\chi_{i,min}^2$  соответствует наилучшей подгонке модели с дополнительной компонентой.

#### 1.4.4 Обсуждение результатов

Результаты представлены на рисунке 7. Первый график представляет собой поперечное сечение трехмерного пространства параметров при  $\mu = 1.5$  мкм. Он показывает верхнюю границу нормализации добавки в зависимости от ее ширины. Самые сильные ограничения исходят от блазара 1ES 1218+304. В пределе  $\sigma > 1$  мкм ширина добавки становится достаточно большой, чтобы соответствовать изменению общей нормировки МФИ. В этом случае установлено ограничение сверху

$$B < 10 \text{ нВт}/(\text{м}^2 \text{ ср}) \quad (30)$$

на уровне достоверности  $2\sigma$ . Этот результат согласуется с аналогичными ограничениями, полученными HESS [63] и MAGIC [73].

Верхняя граница нормировки дополнительной компоненты МФИ ослабляется, если она становится узкой, с шириной  $\sigma \ll 1$  мкм. В частности, на Рисунке

7 показано, что узкая добавка с уровнем потока, сравнимым с минимальным МФИ CIBER, не исключается наблюдениями  $\gamma$ -излучения, в то время как номинальный МФИ CIBER исключается полностью.

Для блазара 1ES 1218+304, который сильнее всего ограничивает пространство параметров, также построена зависимость ограничений на нормировку в зависимости от центральной длины волны (см правую панель Рисунка 7). Ширина добавки зафиксирована на уровне  $\sigma = 0.2$  мкм, что соответствует ширине минимальных измерений МФИ CIBER.

Появление добавки на центральной длине волны  $\mu \simeq 1.7$  мкм с нормировкой  $B \simeq 15$  нВт/(м<sup>2</sup> ср) улучшает качество подгонки параметров по сравнению с той же моделью МФИ без добавки. Можно заметить, что параметры минимальных измерений МФИ CIBER находятся в пределах 68% доверительного контура, обозначенного зеленым контуром на Рисунке 7. Также было проверено, что добавление узкой особенности в МФИ на уровне минимальных измерений CIBER, не противоречит наблюдениям остальных блазаров из списка. Можно заметить, что наличие такой особенности в МФИ создает характерный изгиб (“провал”) в спектрах блазаров, показанных на Рисунке 6.

Если изгиб в спектре 1ES 1218+304 действительно обусловлен наличием узкой дополнительной компоненты в спектре МФИ, то улучшение качества гамма-измерений с помощью телескопа СТА может привести к детектированию этой особенности МФИ. Мы сделали оценку значимости детектирования, которое может быть достигнуто с помощью СТА. Для этого мы взяли текущие измерения спектра 1ES 1218+304 с помощью VERITAS и разделили погрешности на квадратный корень из отношения эффективных площадей СТА и VERITAS, что соответствует уменьшению погрешностей в 3 раза диапазоне энергий 0.3-3 ТэВ. Таким образом, мы получили ожидаемое качество гамма-измерений СТА при той же экспозиции, что и в VERITAS ( $\sim 86$  часов). Мы исключили первые две точки спектра, лежащие ниже модели. Используя полученный спектр блазара при наблюдениях СТА мы повторили анализ, описанный в предыдущих

разделах, и обнаружили, что СТА сможет помочь обнаружить спектральную особенность в спектре МФИ и детектирует ее со значимостью выше  $5\sigma$ .

Особенности в спектре МФИ могут быть вызваны распадающимися частицами [74], такими как аксионоподобные частицы, которые, возможно, являются частью темной материи [75], а также неизвестными звездными популяциями, которые могли существовать в прошлом, но отсутствуют сегодня, например, звезды населения III [76].

## 1.5 Выводы к первой главе

В настоящей главе построена новая модель МФИ, позволяющая модифицировать параметры, лежащие в ее основе. С помощью данной модели были установлены ограничения на астрофизические параметры, отвечающие за формирование МФИ, в том числе на скорость звездообразования.

С другой стороны было показано, что в спектре МФИ может существовать узкая дополнительная компонента, наличие которой не противоречит ограничениям на основе гамма-наблюдений. Показана возможность обнаружения таких особенностей в спектре МФИ посредством прецизионных измерений спектров блазаров, которые будут возможны с помощью СТА.



## Глава 2

# Аксионоподобные частицы и излучение блазаров

Блазары представляют собой подкласс активных ядер галактик, у которых джет ориентирован в сторону наблюдателя. Излучение блазаров зарегистрировано в широком диапазоне энергий начиная от радиоволн и до энергий порядка 10 ТэВ. Наиболее энергичные гамма-кванты, рожденные блазарами, могут инициировать электромагнитные каскады в межгалактическом пространстве. Развитие каскада начинается со взаимодействия высокоэнергичного гамма-кванта с фоновым фотоном, в результате чего рождается электрон-позитронная пара. Квантовая электродинамика предсказывает степень поглощения гамма-квантов (оптическую толщину) в зависимости от энергии и расстояния до источника.

Гипотетические аксионоподобные частицы могут приводить к отклонениям от ожидаемого уровня поглощения. Во-первых, аксионоподобные частицы могут распадаться на два фотона. Если масса частиц лежит в области 1 эВ, то получающиеся в результате распада фотоны могут давать вклад в наблюдаемую интенсивность МФИ, что приведет к увеличению поглощения. С другой стороны, смешивание аксионоподобных частиц с гамма-квантами во внешних магнитных полях может приводить к уменьшению поглощения.

В данной главе рассматриваются оба варианта проявления АПЧ на основе наблюдений блазаров. Основные результаты данной главы опубликованы в работах [13, 15].

### 2.1 Аксионоподобные частицы

Аксионоподобные частицы – это гипотетические нейтральные легкие бозоны с нулевым спином, которые возникают во многих расширениях Стандартной модели физики элементарных частиц (см., например, обзоры [77, 78]). Они являются обобщением аксионов КХД, которые изначально были предложены

для решения сильной CP проблемы [79, 80, 81]. АПЧ характеризуются массой  $m$  и двухфотонной константой связи  $g_{a\gamma\gamma}$ , пространство параметров показано на Рисунке 8. Для аксиона КХД эти два параметра связаны соотношением<sup>1</sup>.  $g_{a\gamma\gamma} \simeq 2 \times 10^{-10} \zeta(m_a/1\text{эВ}) \text{ ГэВ}^{-1}$  ( $\zeta$  — модельно-зависимый параметр порядка единицы) [82, 83, 84, 85]. Пример этой зависимости для конкретной модели Кима-Шифмана-Вайнштейна-Захарова (КСВЗ) показан черной линией и желтым диапазоном неопределенности модели на Рисунке 8. Для аксионоподобных частиц константа связи и масса не связаны, так что можно рассматривать широкую область пространства параметров  $(m, g_{a\gamma\gamma})$  [77].

АПЧ могли быть созданы в ранней Вселенной, они являются хорошими кандидатами на роль темной материи [88]. Двухфотонный распад АПЧ приводит к постепенному исчезновению реликтовых АПЧ за время порядка  $\tau \simeq 10^{25} (g_{a\gamma\gamma}/10^{-10}\text{ГэВ}^{-1})^{-2} (m/1\text{эВ})^{-3} \text{ с}$ , так что АПЧ с массой  $m > 1 (g/10^{-6} \text{ ГэВ}^{-1})^{-2/3} \text{ эВ}$  распадаются за время меньшее, чем возраст Вселенной. АПЧ меньшей массы доживают до наших дней и могут образовывать темную материю.

Двухфотонное взаимодействие определяет предпочтительный метод поиска АПЧ путем их преобразования в фотоны в присутствии магнитных полей [90]. Ненаблюдение этого эффекта накладывает ограничения на параметры АПЧ в пространстве параметров  $m - g_{a\gamma\gamma}$ , основанные на лабораторных экспериментах и астрономических наблюдениях. Ненаблюдение потока аксионов от Солнца экспериментом CAST ограничивает  $g_{a\gamma\gamma}$  сверху в диапазоне масс ниже 1 эВ (см. Рисунок 8) [86]. Ограничения CAST будут улучшены за счет установки следующего поколения IAXO [91] (см. Рисунок 8).

Сильное ограничение на параметры АПЧ наложено ненаблюдением потери энергии за счет излучения АПЧ звездами [92, 93]. Недавние ограничения на двухфотонную константу связи [94, 89] показаны горизонтальной линией на Ри-

<sup>1</sup>Мы используем естественную систему единиц, в которой постоянная Планка и скорость света равны  $\hbar = c = 1$

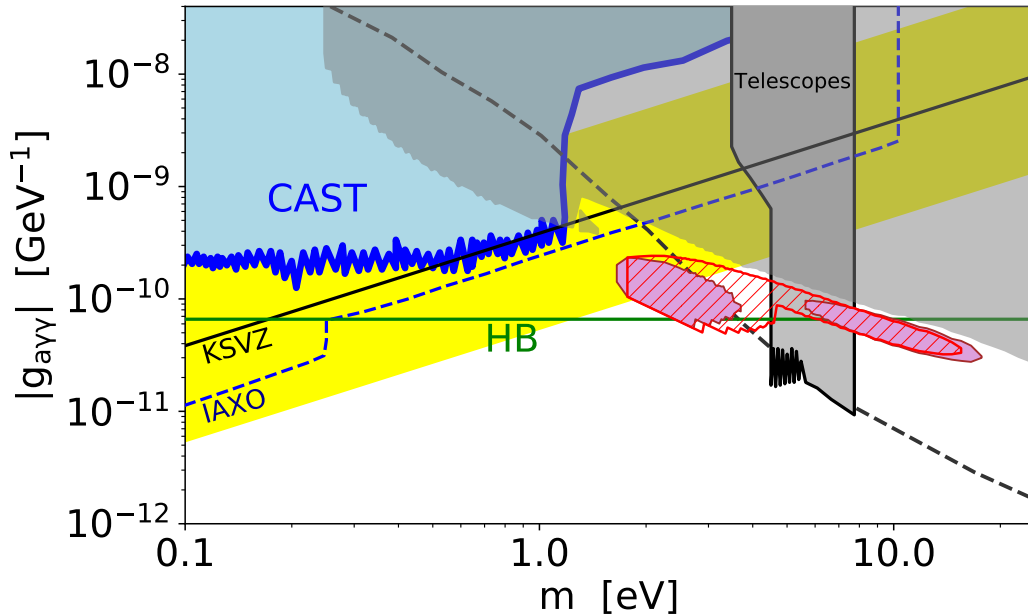


Рис. 8: Ограничения на параметры АПЧ. Желтая полоса и черная сплошная линия соответствуют моделям аксиона КХД [82, 83, 84, 85]. Синяя область – ограничения CAST из ненаблюдения солнечных аксионов [86]. Серая вертикальная область получена в результате спектроскопии высокого разрешения внутрикластерной среды с помощью оптического телескопа [87]. Черная пунктирная линия – оценка ограничений на АПЧ из наблюдений МФИ [88]. Зеленая горизонтальная линия – ограничения на основе наблюдений эволюции звезд [89]. Светло-серая заштрихованная область показывает исключенный диапазон параметров с уровнем достоверности 95% на основе наблюдения блазара 1ES 1218+304 телескопами Fermi LAT и VERITAS (обсуждается в этом разделе). Заштрихованные эллипсы фиолетового цвета показывают предпочтительный диапазон параметров (уровень достоверности 68%), полученный с помощью анализа спектра 1ES 1218+304. Область, заштрихованная красным цветом, показывает предпочтительную область, если не учитывать первую спектральную точку VERITAS.

сунке 8. Подобно большинству астрофизических ограничений, аргумент звездной эволюции основан на предположении о достоверности сложных моделей звездной эволюции, управляемых большим количеством параметров, которые не измеряются напрямую [95].

Прямые поиски распадов АПЧ на два фотона проводились с помощью спектроскопии высокого разрешения скоплений галактик в диапазоне масс от 4.5 до 7.7 эВ [87]. Отсутствие наблюдения неидентифицированных спектральных эмиссионных линий от распадов АПЧ накладывает ограничение на  $g_{a\gamma\gamma}$ , показанное серой заливкой на Рисунке 8.

Далее рассмотрим проявления АПЧ в спектрах блазаров. На основе наблюдения высокоэнергичных гамма-квантов от блазаров будут установлены ограничения на параметры АПЧ с массой в области 1 эВ.

## 2.2 Вклад распадающихся аксионоподобных частиц в спектр МФИ

В Главе 1 было показано, что наличие дополнительной узкой компоненты в спектре МФИ не противоречит известным на данный момент наблюдениям. Рассмотрим модель, в которой дополнительная компонента в МФИ возникает в результате двухфотонного распада аксионоподобных частиц составляющих темную материю. В рамках данной модели, установленные ранее в Главе 1 ограничения на параметры дополнительной компоненты могут быть пересчитаны в ограничения на константу связи АПЧ  $g_{a\gamma\gamma}$ . Заметим, что ранее качественные ограничения на параметры АПЧ на основе измерений МФИ были установлены в работе [88].

Распад темной материи, состоящей из АПЧ, на красном смещении  $z$  дает сигнал на длине волны  $\lambda = \lambda_0(1 + z)$ , где  $\lambda_0 = 4\pi/m$  – длина волны распада АПЧ на красном смещении  $z = 0$ .

Поток, создаваемый распадом темной материи, равен [96]

$$I_\lambda(\lambda) = \frac{c}{4\pi} \int_0^{z_{max}} \frac{n(z) F_\lambda\left(\frac{\lambda}{1+z}\right)}{(1+z)^3 H(z)} dz \quad (31)$$

где  $n$  — сопутствующая плотность АПЧ,  $H(z) = H_0 \sqrt{\Omega_\Lambda + \Omega_m(1+z)^3}$ ,  $H_0$  — постоянная Хаббла,  $c$  — скорость света, а  $F_\lambda(\lambda)$  — спектральное распределение энергии фотонов от распадающихся частиц.

$$F_\lambda(\lambda) = 2 \frac{hc}{\lambda_0^2} \Gamma \delta\left(\frac{\lambda}{\lambda_0} - 1\right) \quad (32)$$

где  $\Gamma$  — скорость распада на два фотона

$$\Gamma = \frac{g_{a\gamma\gamma}^2 m^3}{64\pi}. \quad (33)$$

$\Omega_\Lambda$  и  $\Omega_m$  — параметры плотности материи и темной энергии (использовались значения  $\Omega_\Lambda = 0.691$ ,  $\Omega_m = 0.309$ ,  $H_0 = 67.8$  км/с/Мпк [97]).

Если время распада много больше возраста Вселенной  $\Gamma \ll H_0$ , то  $n(z) \simeq const$  и интеграл в уравнении (31) может быть взят явно. Это дает спектральную форму распада темной материи в зависимости от длины волны  $\lambda$ :

$$\lambda I_\lambda(\lambda) = \frac{c}{256\pi^2} \frac{g_{a\gamma\gamma}^2 m^3 \rho_c f \Omega_{dm}}{\left(\frac{\lambda m}{4\pi}\right) H_0 \sqrt{\Omega_\Lambda + \Omega_m \left(\frac{\lambda m}{4\pi}\right)^3}} \quad (34)$$

для  $\lambda \geq \lambda_0$  и ноль для  $\lambda < \lambda_0$ . Здесь  $\rho = \rho_c f \Omega_{dm}$  — плотность энергии темной материи,  $\rho_c$  — критическая плотность энергии,  $\Omega_{dm} \simeq \Omega_m$  — вклад темной материи и  $f$  — доля темной материи в виде АПЧ. Красная область на Рисунке 9 обозначает сигнал от распада АПЧ.

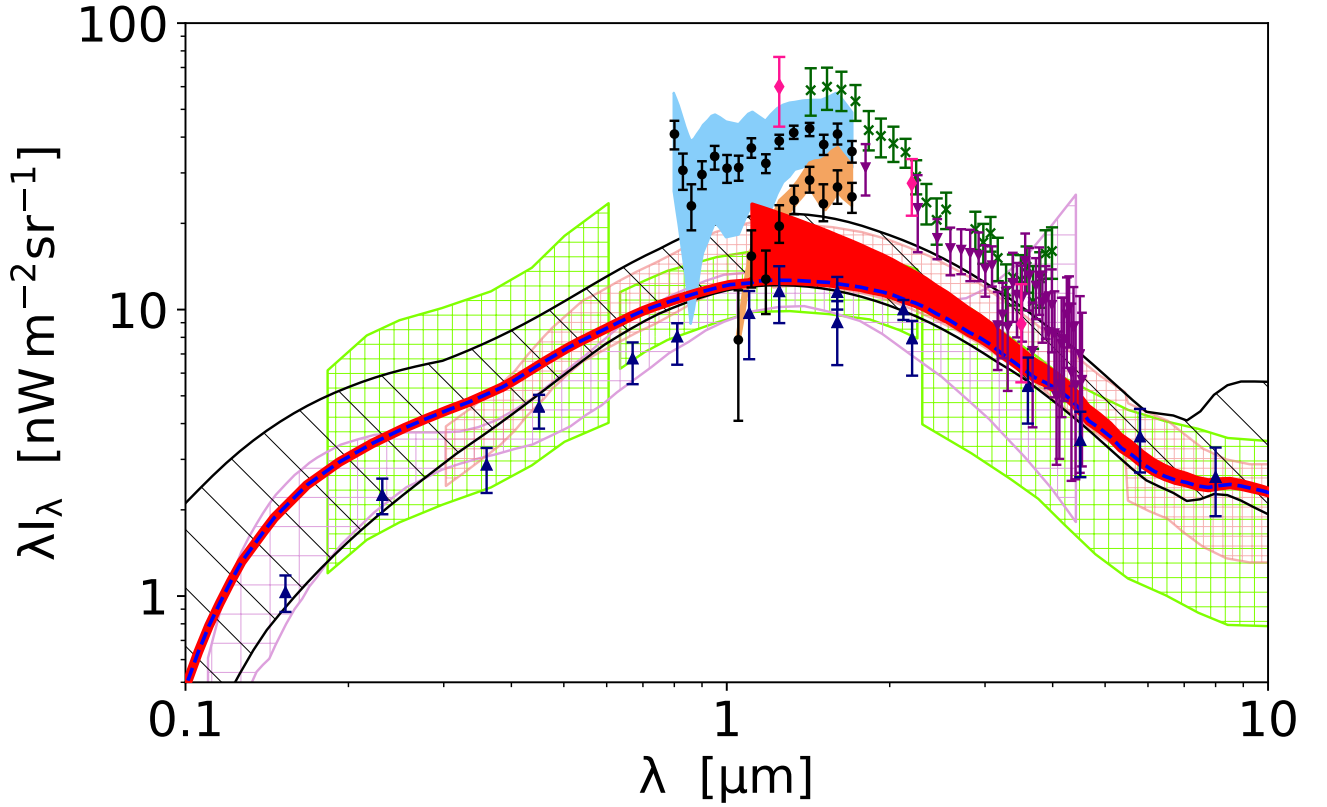


Рис. 9: Обозначения аналогичны Рисунку 5. Красная заштрихованная область показывает вклад из-за распада АПЧ с параметрами в области, заштрихованной красным цветом на Рисунке 8.

### 2.3 Ограничения на параметры распадающихся АПЧ из наблюдений блазаров

Форма спектральной особенности в МФИ, вызванной распадом АПЧ, отличается от формы добавки, исследованной в Главе 1. Тем не менее, добавка вызванная распадом АПЧ достаточно узкая ( $\Delta\lambda \sim \lambda$ ), так что общие выводы анализа Главы 1 применимы и в этом случае.

В частности, анализ Главы 1 показал, что измерения блазара 1ES 1218+304 устанавливают наилучшие ограничения на параметры дополнительной компоненты благодаря наличию длительных наблюдений черенковским телескопом и из-за высокого потока источника в диапазоне энергий Fermi LAT. В данном разделе будет повторен анализ Главы 1 для конкретной формы дополнительной компоненты МФИ, описываемой уравнением (34).

Аппроксимация наблюдаемого спектра 1ES 1218 + 304 степенным законом с изломом показана на Рисунке 10. Собственный спектр источника показан пунктирными линиями. Энергия излома зависит от предположений о модели МФИ. Если используется базовая модель МФИ без дополнительной компоненты, вызванной распадом АПЧ, излом находится чуть ниже энергии 100 ГэВ, а наклон спектра выше излома составляет примерно  $dN/dE \propto E^{-2}$ . Включение в МФИ дополнительной спектральной особенности на длине волны  $\sim 1$  мкм смещает энергию излома до 300 ГэВ и делает спектр выше излома более мягким (зеленая пунктирная линия). Дополнительная компонента в МФИ на длине волны  $\sim 5$  мкм смещает излом в сторону более низких энергий и приводит к более жесткому спектру выше излома (пурпурная пунктирная линия).

Аппроксимация спектра 1ES 1218 + 304 степенным законом с изломом улучшается если используется модель МФИ с дополнительной компонентой от распада АПЧ на длине волны примерно в один микрон (значимость эффекта ниже  $3\sigma$ ). Найденная область параметров, улучшающая аппроксимацию, близка к диапазону параметров, найденному в [98, 99] по данным реликтового излучения (РИ). Наилучшая аппроксимация спектра показана сплошной зеленой линией на Рисунке 10.

Если ограничения на дополнительную компоненту в спектре МФИ интерпретировать в терминах модели распадающихся АПЧ, их можно преобразовать в ограничения на константу взаимодействия АПЧ с фотонами  $g_{a\gamma\gamma}$ , используя уравнение (34). Результат показан на Рисунке 8. Тот факт, что аппроксимация спектра улучшается при использовании МФИ с добавкой от распада АПЧ, влияет на ограничения на  $g_{a\gamma\gamma}$ . Во-первых, он ослабляет ограничения на  $g_{a\gamma\gamma}$  в диапазоне масс АПЧ 1–10 эВ. Это видно из сравнения верхнего предела, полученного в результате анализа 1ES 1218 + 304 (серая область на Рисунке 8, ограничения с уровнем достоверности 95%), с оценкой по порядку величины ограничений на  $g_{a\gamma\gamma}$  на основе МФИ, полученной в [88] (черная пунктирная линия). Также появляется предпочтительный диапазон (уровень достоверности 68%)

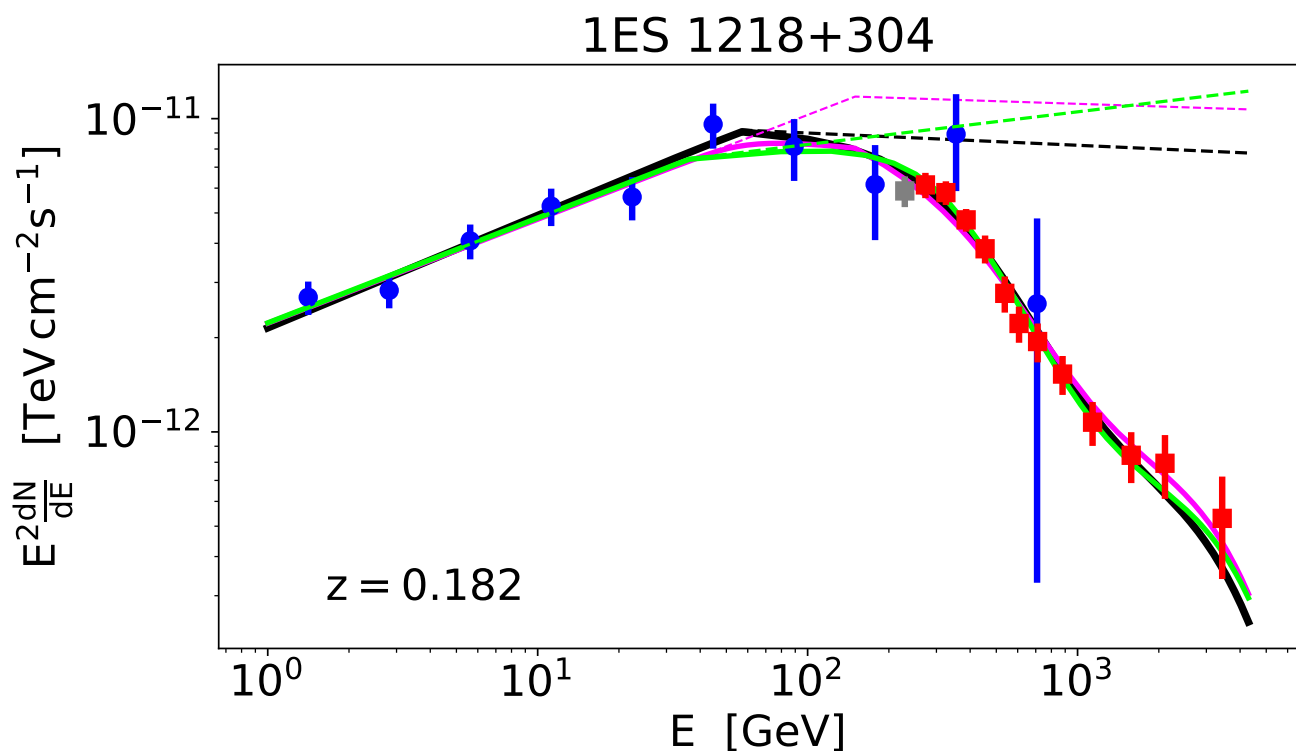


Рис. 10: Спектр 1ES 1218+304, измеренный Fermi LAT и VERITAS, а также аппроксимация спектра степенным законом с изломом. Синие и красные точки соответствуют 10 годам наблюдений Fermi LAT и 86 часам наблюдений VERITAS соответственно. Пунктирные линии обозначают спектр испускания источника. Сплошные линии соответствуют наблюдаемому спектру. Черный цвет обозначает базовую модель МФИ без добавки, зеленый и пурпурный обозначают модели МФИ с добавкой от распадающихся АПЧ.



пространства параметров (эллипсы, заштрихованные фиолетовым цветом). Он охватывает широкий диапазон масс от 1 эВ до 20 эВ и находится на границе ограничения на основе анализа звездной эволюции, показанного красной горизонтальной линией.

Предпочтительная область пространства параметров имеет две зоны: более широкий эллипс вокруг центрального значения  $m \simeq 3$  эВ и  $g_{a\gamma\gamma} \simeq 10^{-10}$  ГэВ $^{-1}$  и более узкий эллипс, вытянутый до массы АПЧ 20 эВ. Такая структура предпочтительной области во многом определяется формой спектра 1ES 1218+304, видимой на Рисунке 9. Заметная кривизна спектра в диапазоне энергий 0.3-1 ТэВ соответствует появлению дополнительного поглощения на МФИ, вызванного распадами АПЧ с массой  $m \simeq 3$  эВ. Кривизна спектра VERITAS, близкая к его низкоэнергетическому концу в диапазоне 0.1-0.3 ТэВ, соответствует дополнительному поглощению из-за распадов АПЧ с массами в области 10 эВ.

Возможно, что на измерения VERITAS на низкоэнергетическом конце влияют систематические эффекты. Чтобы проиллюстрировать сильную зависимость формы предпочтительного диапазона пространства параметров от таких систематических эффектов, мы повторно провели анализ после удаления первой точки данных VERITAS (показана серым цветом на Рисунке 10). Результат показан на Рисунке 8 в виде области, заштрихованной красным. Можно заметить, что удаление одной точки спектра, возможно, подверженной систематической ошибке, меняет форму предпочтительной области: два эллипса сливаются в единую область.

## 2.4 Поиск аномальных особенностей в спектрах блазаров

В работах [5] и [4] сообщалось о наличии нефизических изломов вверх в восстановленных с учетом поглощения спектрах блазаров. В работе [5] также была обнаружена зависимость силы излома от расстояния до источника: для более далеких источников наблюдались более сильные изломы. Положение излома

совпадало с энергией, выше которой поглощение становилось существенным. Изломы наблюдались даже для самых консервативных моделей МФИ, которые соответствуют нижним пределам из метода подсчета числа галактик. Такие особенности в спектрах блазаров могут указывать на существование АПЧ.

Действительно, при определенных параметрах АПЧ возможен сценарий, в котором часть высокоэнергичных фотонов могут превращаться в АПЧ в сильном магнитном поле вблизи источника. Затем АПЧ распространяются сквозь межгалактическую среду без поглощения и конвертируются обратно в гамма-кванты в магнитном поле Галактики. Если внегалактические магнитные поля достаточно сильные ( $> 10^{-9}$  Гс), то гамма-кванты будут переходить в АПЧ и обратно в течение всего времени движения до наблюдателя. Оба сценария приводят к уменьшению поглощения фотонов высоких энергий. В этом случае использованием только модели МФИ, без учета влияния АПЧ, приводило бы к изломам вверх в восстановленном спектре испускания источника.

В данном разделе будет развит метод, описанный в статье [5], и применен к наиболее полной выборке блазаров с точно измеренными красными смещениями.

#### 2.4.1 Отбор данных

Исследование особенностей поглощения гамма-квантов должно быть основано на наблюдениях источников, расположенных на достоверно известных расстояниях. Для различных красных смещений  $z$  поглощение за счет образования пар  $e^+e^-$  становится важным при разных энергиях фотонов: для более удаленных источников рождение пар влияет на спектры при более низких энергиях. Энергия, при которой поглощение становится существенным, соответствует оптической толщине  $\tau = 1$  и далее обозначается как  $E_0$ ,

$$\tau(E_0, z) = 1. \quad (35)$$

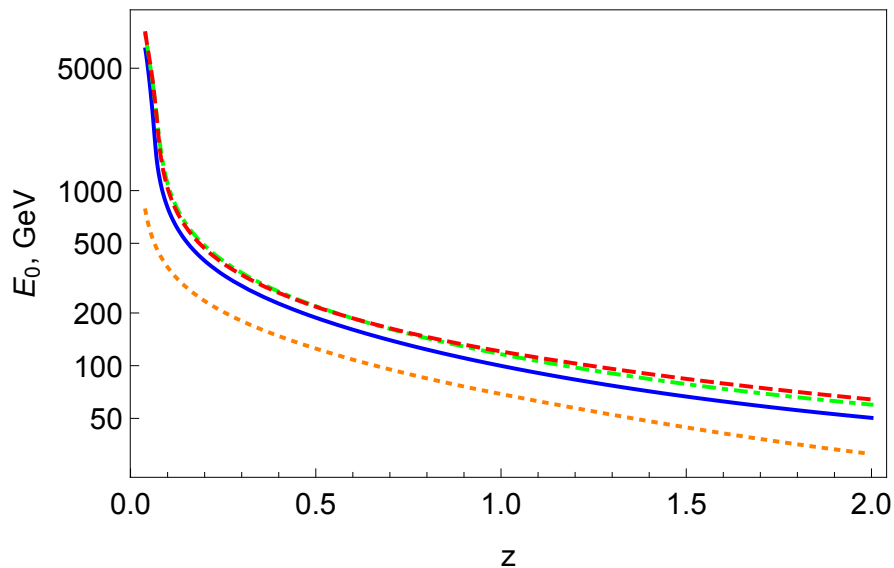


Рис. 11: Энергия  $E_0$ , соответствующая оптической толщине  $\tau = 1$ , как функция красного смещения  $z$  для разных моделей поглощения: модель, описанная в Главе 1 [12] (сплошная линия); модель Франчесчини и др. [38] (пунктирная линия); модель Гилмора и др. [2] (штрихпунктирная линия); нижняя линия – модель с высоким поглощением.

Энергия  $E_0$  зависит от красного смещения и выбранной модели МФИ, см. Рисунок 11.

Для исследования поведения спектра в области сильного поглощения нужны наблюдения при  $E \gtrsim E_0$ . Для объектов, расположенных на разных красных смещениях, требуется использование разных телескопов: для больших  $z$ ,  $E_0$  обычно составляет десятки ГэВ, и поэтому наиболее подходящим инструментом является Fermi LAT, а для менее удаленных объектов  $E_0$  порядка нескольких сотен ГэВ, и следует использовать данные наземных черенковских телескопов. Укажем требования к качеству спектров и к точности определения расстояния до источника.

Неправильно определенные или неопределенные красные смещения могут повредить исследованию поглощения гамма-квантов. Для каждого предварительно отобранного источника информация о красном смещении проверяется по базе данных NASA/IPAC (NED)<sup>2</sup>. Красные смещения принимаются, если они удовлетворяют (K1) и одному из критериев (K2A), (K2B), (K2B):

<sup>2</sup>Доступно по адресу <http://ned.ipac.caltech.edu>.

(K1) красное смещение является спектроскопическим (не фотометрическим) и получено из эмиссионных линий.

И

ИЛИ (K2A) красное смещение определяется в отдельном исследовании (если несколько специализированных исследований дают разные результаты, используется последнее), ИЛИ (K2Б) красное смещение, указанное в NED, определено в обзоре красного смещения галактик 2dF [100] или в обзоре галактик 6dF [101], ИЛИ (K2B) красное смещение, указанное в NED, определяется в Слоановском цифровом обзоре неба (SDSS), результат уникален и не меняется от одного выпуска к другому.

Наложим следующие критерии на качество спектров:

(C1) спектр состоит как минимум из 5 энергетических бинов;

(C2) наименьшая энергия  $E_{\text{last}}$  последнего спектрального бина удовлетворяет условию  $E_{\text{last}} > E_0$ . Наименьшая энергия третьего снизу бина ниже  $E_0$ .

Эти критерии направлены на восстановление спектров при энергиях как выше, так и ниже  $E_0$  с достаточной точностью.

Чтобы построить выборку блазаров, наблюдаемых черенковскими телескопами, используем базу данных TeVCat [102]<sup>3</sup>. Данная база объединяет результаты, опубликованные различными обсерваториями. Предварительно отобранная выборка включает объекты, классифицированные в данной базе как блазары (классы “HBL”, “IBL”, “LBL”, “BL Lac (class uncertain)”, “FSRQ” и “blazar”) и состоит из 68 объектов. Затем для каждого объекта мы применили описанные выше критерии отбора по красному смещению и по качеству спектров.

Некоторые объекты наблюдались несколько раз, часто с помощью нескольких инструментов. Чтобы избежать двойного учета информации, который может искусственно усилить или ослабить наблюдаемые эффекты, используется только одно наблюдение для каждого источника. Оно выбирается на основе лучшей статистики (большая эффективная экспозиция в  $\text{см}^2 \cdot \text{с}$ ). Чтобы избе-

<sup>3</sup>Доступна по адресу <http://tevcat.uchicago.edu>.

жать потенциальных систематических различий между инструментами, данные Fermi LAT не объединяются со спектрами, полученными из наблюдений черенковских телескопов.

На следующем шаге фиксируется модель поглощения. В качестве основной используется модель МФИ, разработанная в Главе 1 [12]. Для проверки стабильности результатов также рассматриваются модели [38] и [2]. Так как энергия  $E_0$  зависит от модели поглощения, для каждой модели МФИ энергия  $E_0$  пересчитывается для каждого источника и затем проверяется условие (C2). Для основной модели МФИ остаются 26 объектов, которые вместе с источниками, наблюдаемыми Fermi LAT, перечислены в Таблице 7.

Предварительной выборкой источников, наблюдаемых Fermi LAT, является каталог 3FHL [103], представляющий список источников, обнаруженных выше 10 ГэВ. Из каталога были выбраны 1212 объекта, классифицированные как блазары (классы BLL, bll, FSRQ, fsrq, bsc). Поскольку красные смещения, представленные в каталоге, могут быть ошибочными, они были проверены вручную на соответствие критериям (K1) и ((K2A) или (K2B) или (K2B)). Было наложено дополнительное ограничение  $z \geq 0.2$ , так как для менее удаленных источников  $E_0 \gtrsim 500$  ГэВ выходит за пределы чувствительности Fermi LAT. Результатом этой процедуры является список из 309 блазаров. Для каждого были построены спектры с помощью стандартных процедур из набора научных инструментов Fermi 1.0.1. Были использованы данные Fermi Pass 8 [104] Release 3, события класса SOURCE с функциями инструментального отклика “P8R3\_SOURCE\_V2”, зарегистрированные между 4 августа 2008 г. и 26 февраля 2018 г. Используются фоновые модели “gll\_iem\_v06.fits” для галактического фона и “iso\_P8R3\_SOURCE\_V2.txt” для изотропного. Модель фона также включала другие источники из каталога 3FGL в пределах углового расстояния  $5^\circ$  от данного источника. Поток в каждом из 8 интервалов шириной 0.3 dex энергетическом бине был посчитан с помощью процедуры `gtlike`.

Несмотря на то, что использование `gtlike` является предпочтительным ме-

тодом построения спектров источников, он демонстрирует неустойчивое поведение, когда оцениваемое число фотонов в энергетическом бине меньше единицы. В частности, анализ может предсказывать нулевой поток с нефизическим значением верхнего предела. Более того, когда число фотонов меньше трех, предсказываемый доверительный интервал для потока вычисляется в предположении простого симметричного гауссовского распределения, а не пуассоновского, как должно быть. Такие особенности могут повлиять на дальнейший анализ. Чтобы избежать специфического поведения процедуры `gtlike` для бинов с малым числом фотонов вместо нее была использована процедура `gtsrcprob`, которая присваивает вес каждому фотону. Данный вес определяет вероятность того, что фотон исходит из данного источника или от фонового источника. Сумма соответствующих весов дает оценку количества фотонов от данного источника и от каждого из фоновых источников.

К полученным спектрам применяется критерий (C2). Для выборки Fermi LAT используется следующий критерий: источник считается принятым, если он имеет хотя бы один фотон в бине выше  $E_0$  и вероятность того, что этот фотон испущен данным источником выше 99% (согласно предсказаниям `gtsrcprob`). Только 5 из 309 блазаров Fermi LAT удовлетворяют этим условиям и входят в окончательную выборку.

Для бинов, содержащих менее трех фотонов, поток рассчитанный `gtlike` был заменен потоком, полученным суммированием весов из `gtsrcprob`. Поскольку фоновые фотоны рассматриваются отдельно, эту сумму можно рассматривать как количество сигнальных событий с нулевым фоном. Для получения точного числа фотонов это число округляется до целого числа (в большинстве случаев 0 или 1). Доверительные интервалы для потока в этих бинах были рассчитаны на основе статистики Пуассона.

## 2.4.2 Анализ

Список из 31 отобранного объекта представлен в Таблице 7. Для наблюдений черенковскими телескопами даны ссылки на бинированные спектры, использованные в анализе. Также указаны классы блазаров, определенные в каталогах, использованных для составления выборок, TeVCat и 3FHL. Кроме того, даны ссылки на оригинальные спектроскопические измерения красных смещений.

Будем считать, что спектр испускания блазара описывается степенным законом с изломом. Наблюдаемый спектр получается из спектра испускания после учета поглощения на выбранной модели МФИ. Затем полученный спектр интегрируется по энергетическим бинам и полученные потоки бин за бинном сравниваются с наблюдаемыми измерениями. Таким образом находятся значения четырех свободных параметров собственного спектра, то есть значение нормировки, положение излома  $E_b$ , спектральный индекс при  $E < E_b$  и  $\Delta\Gamma$  – разность между спектральными индексами при  $E > E_b$  и  $E < E_b$ . Для каждого из параметров также находится доверительный интервал. Технически поиск оптимальных параметров и нахождение доверительных интервалов описывается методом, подробно описанным в [160].

В первом тесте энергию излома  $E_b$  будем считать свободным параметром, определяемым независимо для каждого источника. На Рисунке 12 сравниваются найденные положения излома  $E_b$  со значением  $E_0(z)$ . Заметно, что они хорошо согласуются между собой: в среднем по выборке  $\log(E_b/E_0(z)) = 0.04 \pm 0.16$ .

Затем проведем аналогичный тест, но энергию излома будем считать фиксированной при  $E_b = E_0(z)$ . Так как  $E_0(z)$  зависит от красного смещения источника  $z$  (см. Рисунок 11), то положение излома будет разным для разных источников. Отсюда следует, что ненулевое  $\Delta\Gamma$  в этом случае указывало бы на наличие спектральных особенностей, зависящих от расстояния.

Полученные таким образом значения  $\Delta\Gamma$  для отдельных источников представлены на Рисунке 13. Видно, что несмотря на то, что некоторые спектры

Таблица 7: Список блазаров, отобранных для анализа. Классы: B=BLL, F=FSRQ. Инструменты: H=HESS, L=Fermi LAT, M=MAGIC, V=VERITAS. Замечание: \* и † в последнем столбце означает, что источник на удовлетворяет критерию (S2) при использовании моделей МФИ [38] и [2] соответственно.

Источник	$z$	Класс	Инстр.	Изм. спектра	Изм. $z$	Замеч.
B2 2114+33	1.596	F	L		[105]	*
GB6 J0043+3426	0.966	F	L		[106]	
PKS 1441+25	0.939	F	M	[107]	[106]	
4C +55.17	0.896	F	L		[108]	*
PKS 0537-441	0.892	F	L		[109]	*
PG 1246+586	0.847	B	L		[110]	
Ton 0599	0.725	F	M	[111]	[112]	
PKS 1424+240	0.605	B	V	[113]	[114]	
3C 279	0.536	F	M	[115]	[116]	
4C +21.35	0.432	F	M	[117]	[118]	
PKS 1510-089	0.360	F	M	[119]	[120]	
OT 081	0.322	B	H	[121]	[122]	
OJ 287	0.306	F	V	[123]	[124]	
1ES 0414+009	0.287	B	H	[125]	[126]	
1RXS J023832.6-311658	0.233	B	H	[127]	[105]	
1ES 1011+496	0.212	B	M	[128]	[129]	
1ES 1218+304	0.182	B	V	[130]	[131]	
H 2356-309	0.165	B	H	[132]	[133]	
1ES 0229+200	0.140	B	V	[134]	[135]	
1ES 0806+524	0.138	B	M	[136]	[137]	
1ES 1215+303	0.131	B	M	[138]	[114]	
H 1426+428	0.129	B	HEGRA	[139]	[140]	
PKS 2155-304	0.116	B	H	[141]	[142]	
1ES 1312-423	0.105	B	H	[143]	[144]	†
W Com	0.102	B	V	[145]	[114]	*
RGB J0152+017	0.080	B	H	[146]	[147]	
PKS 2005-489	0.071	B	H	[148]	[149]	
PKS 0548-322	0.069	B	H	[150]	[151]	*
PGC 2402248	0.065	B	M	[152]	[153]	*
1ES 1959+650	0.048	B	HEGRA	[154]	[155]	
Mrk 501	0.034	B	H	[156]	[157]	
Mrk 421	0.031	B	HEGRA	[158]	[159]	



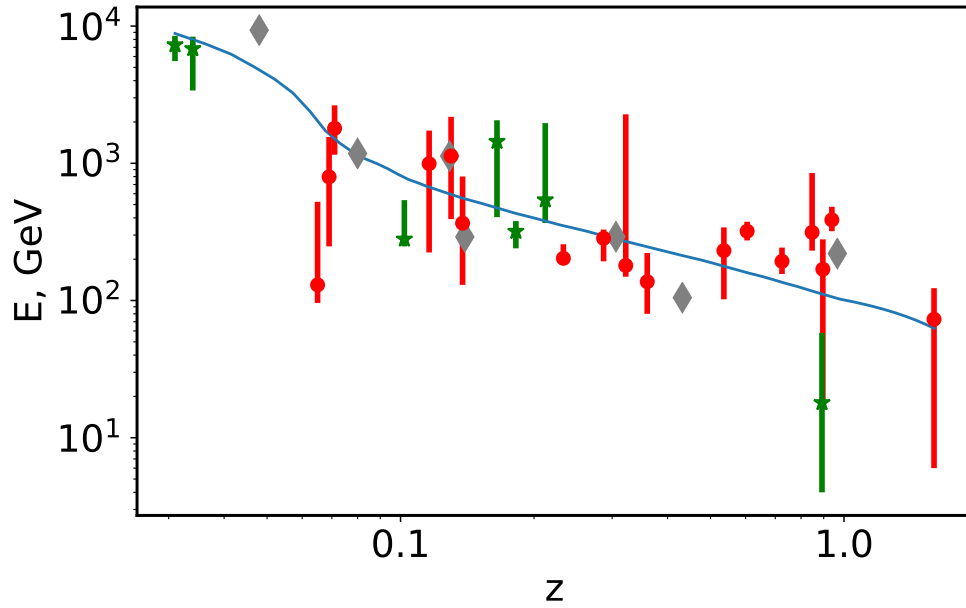


Рис. 12: Положения энергий излома (красные точки: излом вверх, зеленые звездочки: излом вниз), рассматриваемые как свободные параметры в аппроксимациях спектров, по сравнению с  $E_0(z)$  (голубая линия). Объекты, для которых аппроксимация степенным законом с изломом не лучше, чем аппроксимация простым степенным законом с помощью, то есть для которых сила излома совместима с нулем, показаны серыми ромбами.

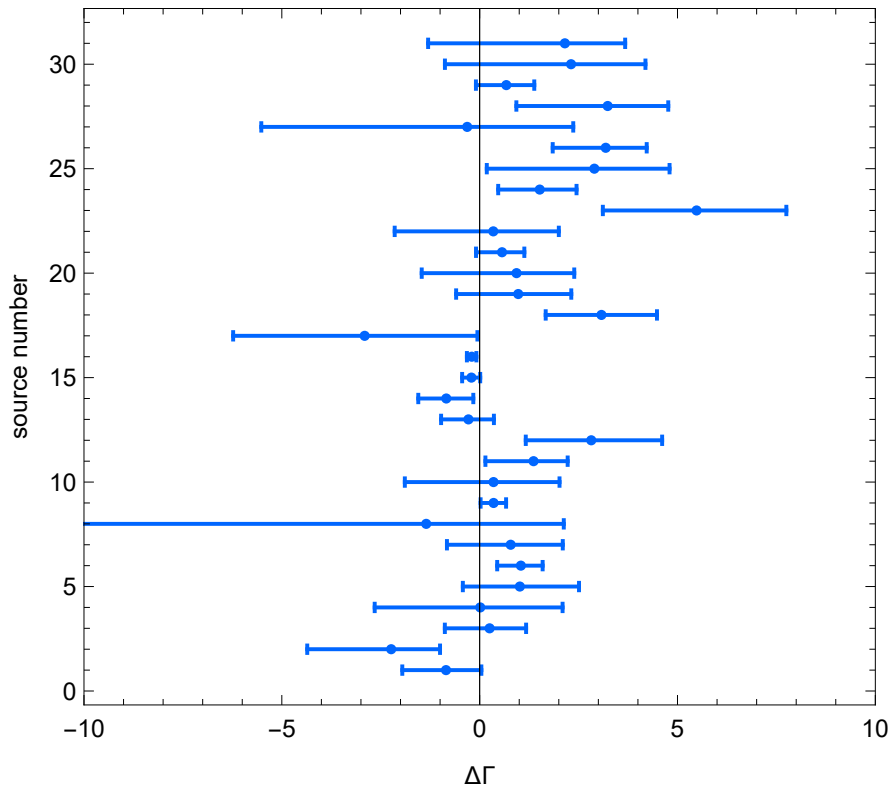


Рис. 13: Изломы в спектрах блазаров при  $E_b = E_0(z)$ .

имеют  $\Delta\Gamma$ , совместимую с нулем, во многих случаях существуют указания на  $\Delta\Gamma > 0$ . Для всей выборки предположение  $\Delta\Gamma = 0$  приводит к значению  $\chi^2 = 43.98$  для 31 степени свободы, что соответствует вероятности  $P \simeq 0.06$  возникновения наблюдаемых значений  $\Delta\Gamma$  в результате случайной флуктуации. В терминах гауссова распределения это означает, что гипотеза об отсутствии изломов несовместима с данными на уровне 1.9 стандартных отклонений ( $1.9\sigma$ ). Аналогичный анализ, проведенный для моделей МФИ [38] и [2] предсказывает несовместимость с данными на уровне  $1.5\sigma$  и  $1.3\sigma$  соответственно.

## 2.5 Выводы ко второй главе

В данной главе было рассмотрено влияние аксионоподобных частиц на высокоэнергичные спектры блазаров. На основе наблюдений блазара 1ES 1218 + 304 были установлены ограничения на константу взаимодействия АПЧ с фотонами.

Была исследована проблема “аномальной прозрачности” Вселенной для фотонов высоких энергий. Установлено, что значимость данного эффекта составляет  $1.9\sigma$  для модели МФИ [12] и  $1.3\sigma$  для наиболее консервативной модели МФИ Гилмора и др. [2].

## Глава 3

# Сравнение Монте-Карло программ расчета электромагнитных каскадов

Гамма-кванты высоких энергии рождают электрон-позитронные пары при взаимодействии с низкоэнергетическими фотонами межгалактического фонового излучения при распространении через межгалактическую среду. Электронно-позитронные пары генерируют вторичные гамма-кванты, что приводит к развитию электромагнитных каскадов, которые могут быть использованы для обнаружения внегалактических магнитных полей в пустотах крупномасштабной структуры Вселенной.

Телескоп нового поколения СТА обладает на порядок лучшей чувствительностью по сравнению с текущим поколением телескопов. Интерпретация данных СТА включая обнаружение ВМП и изучение его свойств и происхождения потребует точного моделирования первичных и вторичных потоков гамма-квантов.

В данной главе будет оценена точность моделирования электромагнитных каскадов в межгалактическом пространстве публично доступными Монте-Карло программами CRProa, ELMAG и CRbeam. Модульная структура CRbeam и CRProa позволяет тестировать все соответствующие процессы независимо друг от друга. Будет рассмотрено рождение пар Брейта-Уилера и обратное комптоновское рассеяние на МФИ и РИ. Для каждого взаимодействия интенсивность взаимодействия и распределение по энергии вторичных частиц, полученные в результате моделирования, будут сравнены с теоретическими предсказаниями. Отключение всех взаимодействий позволяет проверить распространение электронов в магнитном поле. Для ELMAG, наоборот, такая независимая проверка взаимодействий невозможна, поэтому мы используем результаты моделирования с помощью ELMAG при сравнения свойств каскадного

сигнала при включении всех актуальных взаимодействий.

Во всем дальнейшем анализе использовались следующие версии кодов: CRbeam 1.0 [161], CRProa3-3.1.7 [162] и ELMAG 3.01 [163]. Было проверено, результаты CRProa стабильны по отношению к предыдущим версиями CRProa3-3.1.5 и CRProa3-3.1.6. Результаты данного раздела опубликованы в электронном препринте [20].

### 3.1 Поглощение первичных гамма-квантов

Начнем сравнение с моделирования поглощения первичных гамма-квантов на МФИ. На Рисунке 14 показано сравнение рассчитанных оптических толщин для фотонов разных энергий. Все расчеты выполнены для модели МФИ [1]. Видно, что моделирование CRbeam воспроизводит предполагаемую модель оптической толщины с процентной точностью в диапазоне энергий выше 200 ГэВ для широкого диапазона красных смещений источника. Различия до 20% при энергиях  $E < 100$  ГэВ не оказывают существенного влияния на результаты моделирования, поскольку оптическая толщина в этом диапазоне энергий мала даже для источников на красном смещении  $z \sim 1$ .

Результаты моделирования с помощью ELMAG также хорошо согласуются с теорией в области энергий выше 100 ГэВ, хотя и предсказывают большую на  $\sim 5\%$  оптическую толщину. Сильные отличия от теории отчетливо заметны в диапазоне энергий 10-100 ГэВ, где ELMAG предсказывает значительно большую оптическую толщину. Для источников с красным смещением  $z \lesssim 0.5$  это несоответствие не влияет на результаты моделирования, так как в этом случае даже неправильная оптическая толщина много меньше единицы. Тем не менее, для источников с  $z \sim 1$  могут возникнуть отличия, так как в этом случае в ELMAG оптическая толщина  $\tau \sim 1$ , а не меньше единицы, как должно быть в соответствии с моделью.

Расчеты CRProa, наоборот, существенно отличаются от предполагаемой

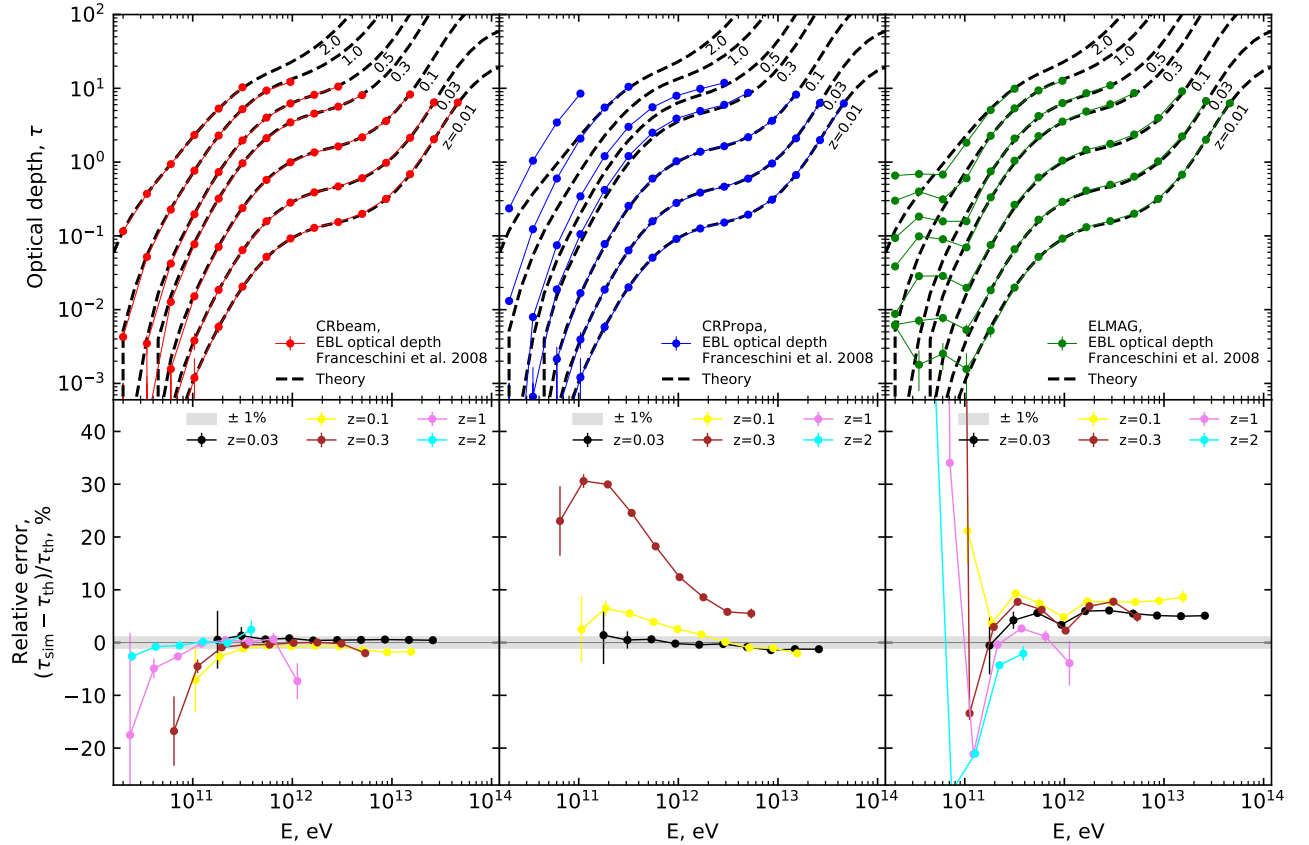


Рис. 14: Сравнение оптической толщины для первичных гамма-квантов для источников на космологических красных смещениях в CRbeam, CRPropa и ELMAG. Во всех случаях предполагается модель [1] МФИ. Верхние панели показывают оптическую толщину как функцию энергии гамма-кванта для диапазона красных смещений. На нижних панелях показаны расхождения между расчетами кода и аналитической моделью. Для CRPropa различия между аналитической моделью и расчетами по коду не показаны для красных смещений  $> 0.3$ , поскольку они превышают 50%.

модели уже для источников с красным смещением  $z \gtrsim 0.3$ . Разница достигает 30% при энергии 100 ГэВ для источника с красным смещением  $z = 0.3$  и достигает 100% для более удаленных источников (не показаны на нижней панели Рисунка 14). Расхождения между численной и аналитической моделью в коде CRProa связаны с упрощенной эволюцией МФИ с красным смещением, в которой реальная эволюция МФИ заменяется перенормировкой спектра МФИ, взятого при  $z = 0$ , с коэффициентом  $s(z)$  [162]. Это ограничение CRProa известно [162]. Однако результат сравнения явно показывает, что такое упрощение начинает давать неверные результаты уже начиная с умеренных красных смещений  $\sim 0.3$ .

## 3.2 Обратное комптоновское рассеяние

Точность моделирования свойств вторичного гамма-излучения зависит от точности расчета оптической толщины, рассмотренной в предыдущем разделе, от распределения по энергии образующихся электрон-позитронных пар и дифференциального сечения обратного комптоновского рассеяния.

Пример расчета спектра вторичных гамма-квантов с помощью CRbeam показан на Рисунке 15. Источник моноэнергетических первичных гамма-квантов расположен на разных расстояниях и охватывает широкий диапазон красных смещений, что соответствует известным блазарам Mrk 421 ( $z = 0.03$ ), 1ES 0229+200 ( $z = 0.14$ ) и PKS 0502+049 ( $z = 0.954$ ).

Были обнаружены значительные расхождения, достигающие 50% при сравнении CRbeam-CRProa и около 30% при сравнении CRbeam-ELMAG, в случае источника на красном смещении  $z \sim 1$ . Меньшие расхождения, на уровне 20% в широком диапазоне энергий до 100 ГэВ, обнаружены для более близких источников. Тем не менее, и в этом случае расхождения возрастают до  $> 50\%$  на высокоэнергетическом конце спектра вторичных гамма-квантов.

Разница в каскадном сигнале между CRbeam и ELMAG может быть полно-

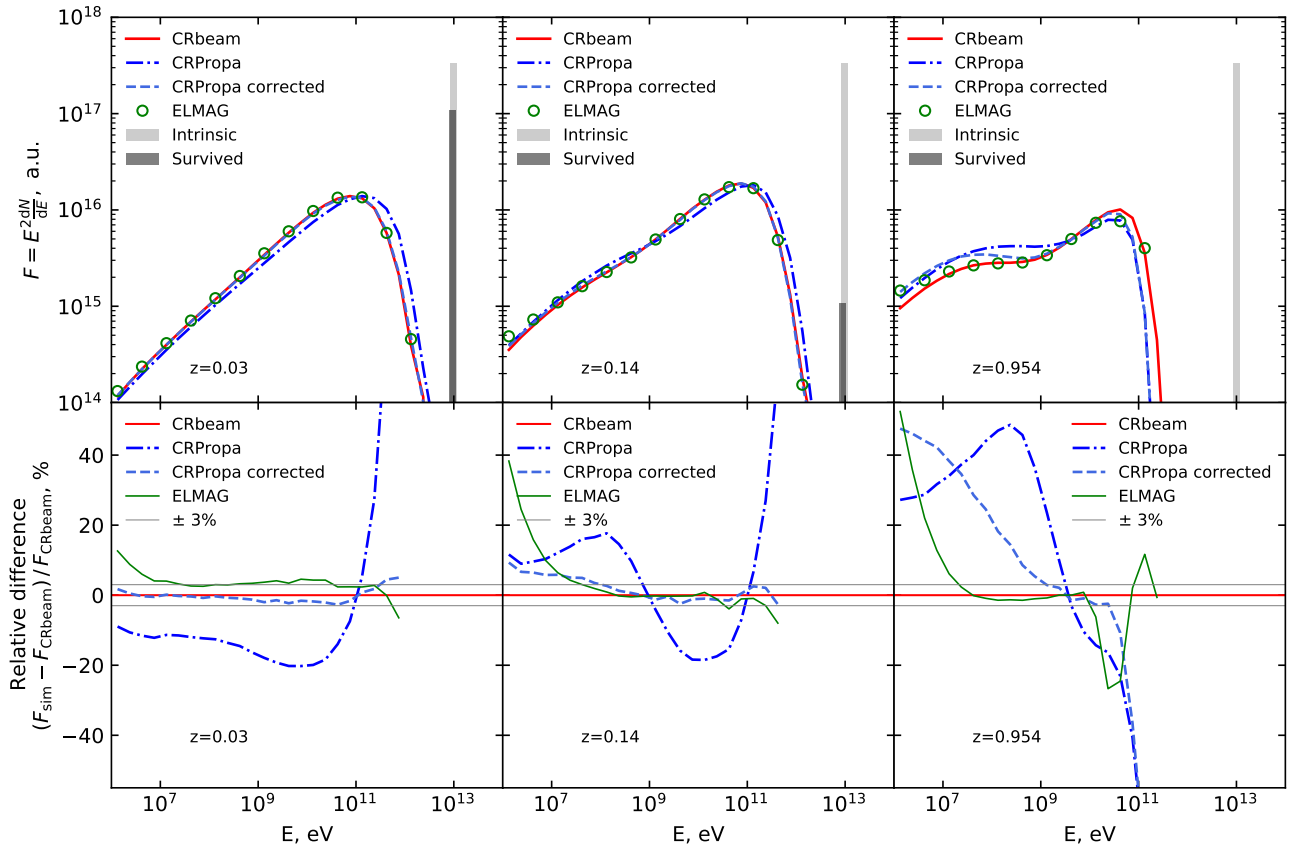


Рис. 15: Спектры вторичных гамма-квантов, возникающие при взаимодействии моноэнергетического первичного пучка гамма-квантов с энергией  $E_{\gamma_0} = 10$  ТэВ. На верхних панелях показаны первичный и вторичный спектры гамма-квантов для источников с разными красными смещениями. На нижних панелях показаны различия между моделями CRbeam, CRPropa и ELMAG.

стью объяснена разницей в оптической толщине. Действительно, для близкого источника с красным смещением  $z = 0.03$  увеличение оптической толщины на 5% для гамма-квантов с энергией 10 ТэВ приводит к усилению каскадного сигнала на 5% во всем диапазоне энергий. Для более удаленного источника с  $z = 0.14$  большая часть первичных гамма-лучей поглощается; поэтому 5%-ной разницы в оптической толщине не возникает и нормировки каскадных сигналов в области выше 100 МэВ совпадают. Однако повышенное поглощение приводит к усилению подавления высокоэнергетической части вторичного сигнала. Это проявляется в том, что в ELMAG каскадный сигнал слабее в области выше 100 ГэВ и сильнее в области ниже 100 МэВ. То же верно и для источника на красном смещении  $z = 0.954$ . Кроме того, заметный в спектре ELMAG провал при 10-100 ГэВ соответствует большему на порядок величине поглощению в ELMAG в этом диапазоне энергий, что приводит к еще более сильному каскадному сигналу ниже 100 МэВ.

В отличие от ELMAG, разница между CRPro и CRbeam не может быть объяснена одной этой причиной. Часть несоответствия связана с различиями в расчете оптической толщины МФИ для первичных гамма-квантов. Однако существуют и другие различия в моделировании вторичного потока. На это указывают существенные различия результатов моделирования для источников с малыми красными смещениями, для которых расчеты оптической толщины не показывают сильных расхождений.

Было обнаружено, что для близких источников основное отличие заключается в расчете спектров обратного комптоновского рассеяния электронов и позитронов на фотонах МФИ и РИ. На Рисунке 16 показано сравнение аналитически рассчитанных спектров с результатами моделирования. Видно, что результаты CRPro отличаются от теоретически рассчитанной формы спектра. Расхождения порядка единицы присутствует во всем диапазоне энергий обратного комптоновского рассеяния для электронов с энергиями до  $10^{16}$  эВ. Это расхождение “размывается” и становится менее заметным при расчете спектра



обратного комптоновского излучения от широкого распределения электронов по энергии, показанного на Рисунке 15.

Также была выявлена аналогичная проблема в CRProa при расчете спектра обратного комптоновского рассеяния электронов и позитронов на МФИ (см. среднюю панель Рисунка 16) и в спектрах рожденных электрон-позитронных пар (см. нижнюю панель Рисунка 16). В CRProa распределение по энергии рожденных электрон-позитронных пар отличается от известных аналитических формул [164], показанных пунктирными линиями.

С учетом обнаруженных расхождений, была проанализирована реализация кода CRProa. Было установлено, что ошибка с распределением по энергии вторичных частиц имеет общее происхождение для всех трех случаев (ОКР на РИ, ОКР на МФИ и рождение пар на РИ). Ошибка возникает из-за предварительно рассчитанных таблиц, которые входят в реализацию CRProa. Эти таблицы используются для выбора энергии в центре масс, когда происходит взаимодействие. После пересчета таблиц результаты, полученные с помощью CRProa с этими скорректированными таблицами, совпадают с аналитическими расчетами, как видно из Рисунка 16 (на всех графиках для результатов CRProa с пересчитанными таблицами используется обозначение “corrected”). После этой поправки модельные расчеты спектров вторичного излучения для случая моноэнергетического пучка первичных электронов и гамма-квантов согласуются между CRbeam и CRProa для близких источников с малым красным смещением с точностью  $\leq 5\%$ , см. Рисунок 15. Рост расхождений с увеличением красного смещения источника объясняется причинами, описанными в предыдущем разделе.

Мы также проверили, что интенсивность взаимодействия обратного комптоновского рассеяния и образования пар на РИ, рассчитанные с использованием CRbeam и CRProa, согласуются друг с другом и имеют относительное отличие от теории, не превышающее одного процента, см. Рисунок 17. На 30% меньшая интенсивность ОКР в CRProa для энергий менее 10 ГэВ присутствует только

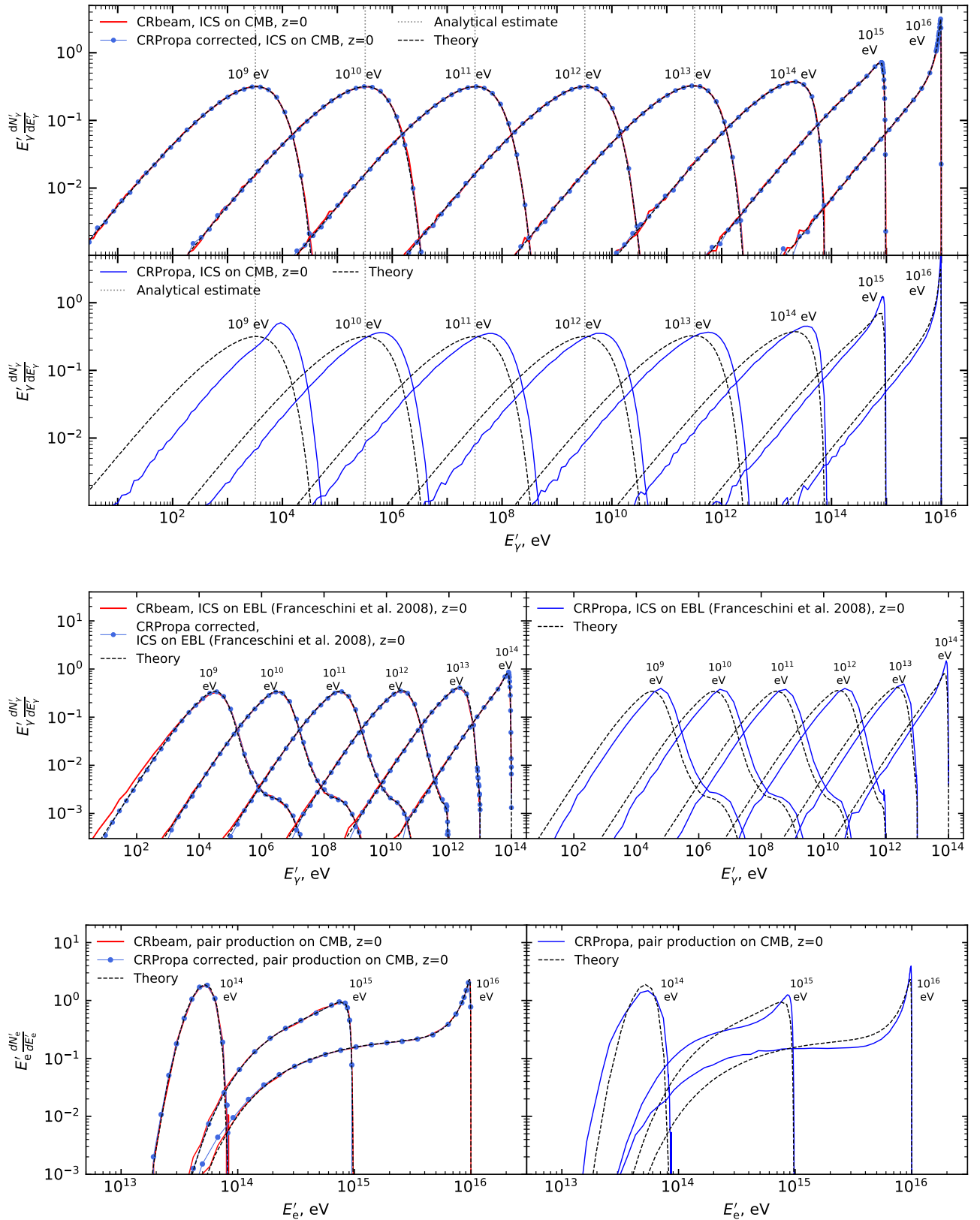


Рис. 16: Вверху: спектр обратного комптоновского рассеяния монохроматического пучка электронов на РИ (для каждого спектра указана энергия электронов). В центре: спектр обратного комптоновского рассеяния монохроматического пучка электронов на МФИ. Внизу: распределение по энергии электронов, образующихся при взаимодействии гамма-квантов с фотонами реликтового излучения. (для каждого спектра указана энергия первичных гамма-квантов). Во всех случаях программа, используемая для расчетов, указана в легенде.

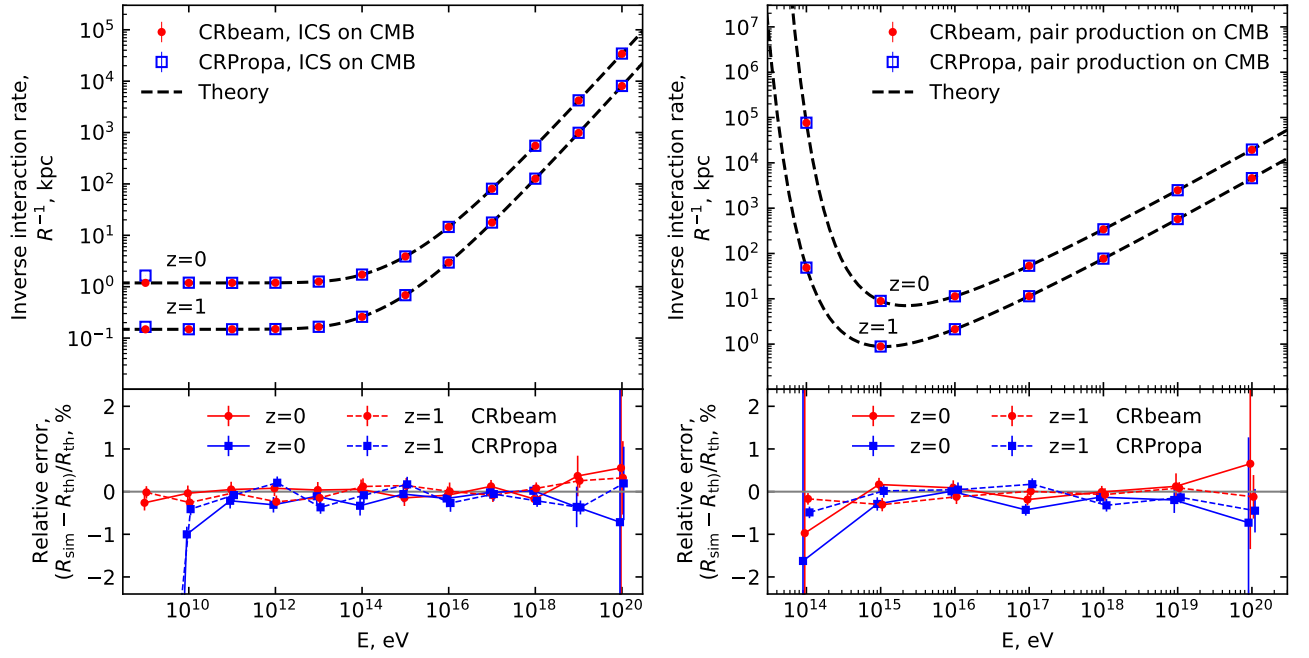


Рис. 17: Интенсивность взаимодействия для процесса рождения электропозитронных пар и обратного комптоновского рассеяния на реликтовом излучении при красных смещениях  $z = 0$  и  $z = 1$ .

в версии CRPropa3-3.1.7 и отсутствует в предыдущих версиях.

### 3.3 Распространение электронов и позитронов

Угловые и временные свойства вторичного сигнала гамма-квантов определяются особенностями распространения электронов и позитронов в магнитных полях. Степень отклонения электронов и позитронов определяется энергией электрона  $E_e$  и напряженностью магнитного поля  $B$ . В простейшем случае однородного магнитного поля угол дается аналитической формулой

$$\delta = \frac{D}{R_L} = \frac{eB}{E_e} D \quad (36)$$

где  $e$  — заряд электрона,  $D$  — расстояние распространения,  $R_L = E_e/eB$  — ларморовский радиус.

Обе программы (CRPropa и CRbeam) правильно решают уравнения движения электронов в магнитных полях. Однако в программах различаются способы

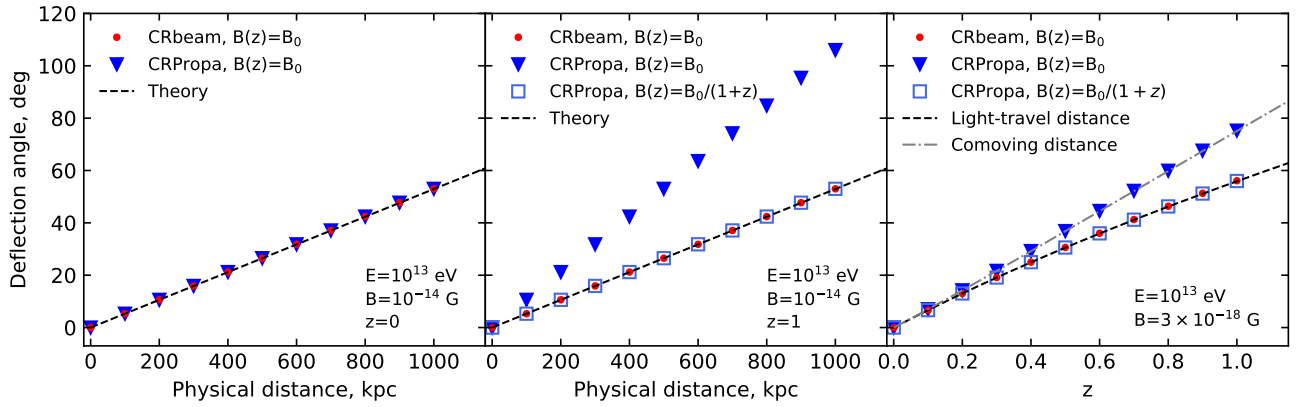


Рис. 18: Отклонение электронов в постоянном магнитном поле с фиксированной напряженностью в CRbeam и CRPropa.

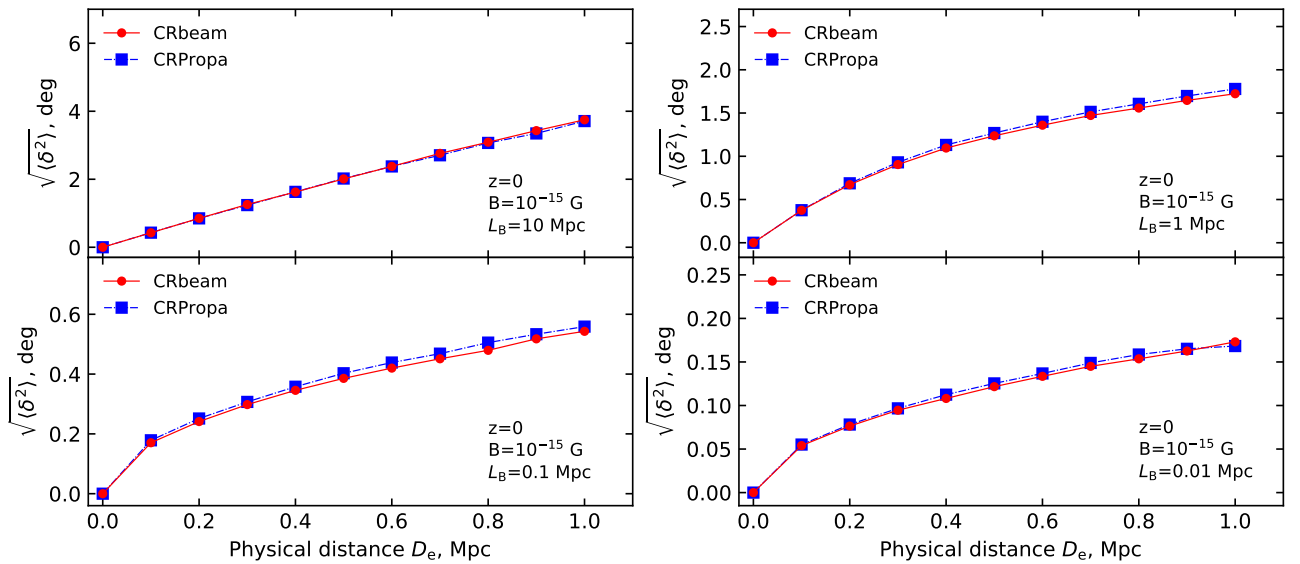


Рис. 19: Отклонение электронов при  $z = 0$  в турбулентном магнитном поле с различным максимальным масштабом  $L_B$ . Показана зависимость среднеквадратичного угла отклонения от длины пути.

описания космологических эффектов. В CRbeam координаты частиц выражаются в физических расстояниях, а в CRProa используются сопутствующие координаты. Эту разницу можно проиллюстрировать простым тестом, в котором электрон отклоняется однородным магнитным полем, перпендикулярным скорости электрона. На Рисунке 18 показан расчет угла отклонения электрона для этого простейшего случая, найденный с помощью CRbeam и CRProa. Можно заметить, что оба расчета дают один и тот же результат при красном смещении  $z = 0$ , где физические и сопутствующие элементы расстояния равны, левая часть Рисунка 18. Однако CRProa предсказывает более сильное отклонение в  $(1 + z)$  раз на красном смещении  $z = 1$ , что объясняется тем, что  $dx_{\text{comoving}} = (1 + z)dx_{\text{physical}}$ , так что электрон перемещается на большее в  $(1 + z)$  раз расстояние в том же магнитном поле, см. среднюю часть Рисунка 18.

Эта разница становится наиболее заметной, когда электрон распространяется на космологические расстояния. Правая панель Рисунка 18 показывает отклонение электрона, стартовавшего с красного смещения  $z$  (ось X графика) и остановленного при  $z = 0$ . Видно, что углы отклонения в CRProa пропорциональны сопутствующим расстояниям, а в CRbeam – времени распространения света. Самый простой способ получить правильные углы отклонения в CRProa – задать эволюцию магнитного поля с красным смещением, а именно  $B(z) = B_0/(1+z)$ , что можно сделать с помощью встроенных методов CRProa.

Трюк с изменением напряженности поля также можно использовать в ситуации, когда электрон распространяется в реалистичном турбулентном магнитном поле, если длина корреляции этого поля больше, чем длина пробега электрона. Однако неясно, как получить правильные траектории, когда корреляционная длина магнитного поля сравнима или меньше длины пробега электрона.

Было проверено распространение электронов турбулентном магнитном поле при  $z = 0$ . Для магнитного поля использовался колмогоровский спектр с максимальным масштабом  $L_B$  и минимальным масштабом, равным  $L_B/100$ . На

Рисунке 19 показана зависимость угла отклонения от пройденного расстояния. Программы хорошо согласуются друг с другом и воспроизводят аналитическую формулу [165] в случае малой длины корреляции

$$\sqrt{\langle \delta^2 \rangle} = \sqrt{\frac{D\lambda_B}{R_L}} = \sqrt{\frac{D\lambda_B e B}{E_e}} \quad (37)$$

где  $\lambda_B$  — корреляционная длина магнитного поля. Для колмогоровского спектра  $\lambda_B \approx L_B/5$ .

Также был протестирован генератор турбулентного магнитного поля в ELMAG. Используя встроенную функцию `test_turbB`, были рассчитаны средние значения каждой компоненты магнитного поля по отдельности. Предполагая, что поле напряженности  $B$  однородно и изотропно, ожидалось, что

$$\sqrt{\langle B_x^2 \rangle} = \sqrt{\langle B_y^2 \rangle} = \sqrt{\langle B_z^2 \rangle} = B/\sqrt{3} \quad (38)$$

В результате испытаний было обнаружено, что значения x- и y-компонент магнитного поля примерно на 20 процентов меньше, чем предсказано теоретически, в то время как для z-компоненты такого отличия нет. Причина этого не была найдена, поэтому при моделировании x и y компоненты поля были перемасштабированы до правильного значения. Результаты ELMAG с таким перемасштабированным полем обозначены на графиках как “ELMAG corrected”.

### 3.4 Свойства первичного и вторичного излучения от источников на разном расстоянии

В данном разделе рассмотрим несоответствия в моделировании спектральных, угловых и временных характеристик первичного и вторичного гамма-излучения от внегалактических источников.

В левой части Рисунка 20 показан результат моделирования первичного и вторичного сигналов для ближайших блазаров, таких как Mrk 421 и Mrk 501.

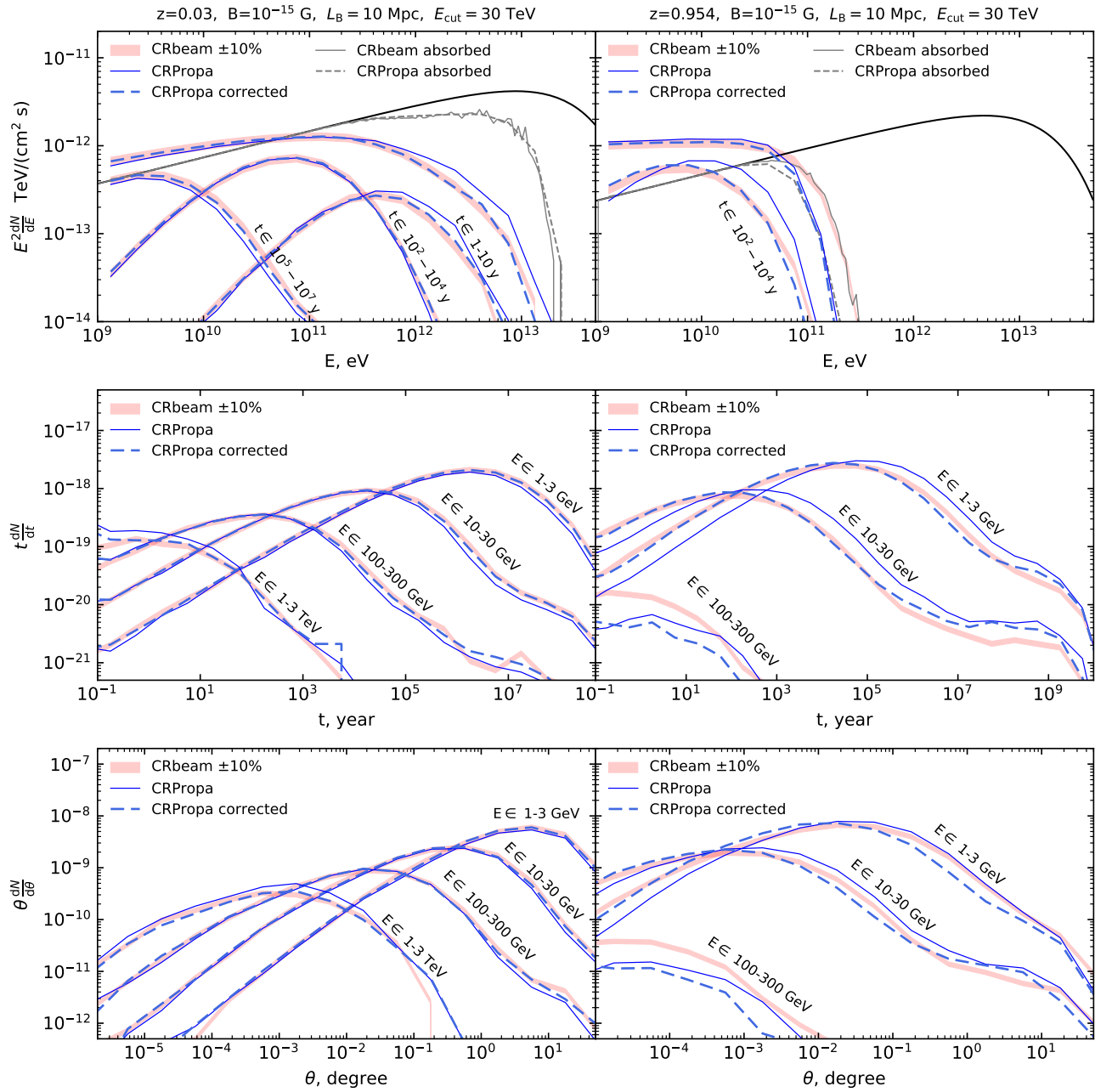


Рис. 20: Спектральные (вверху), временные (в середине) и угловые (внизу) свойства первичного и вторичного гамма-излучения для внегалактического магнитного поля с напряженностью  $10^{-15}$  Гс и максимальным масштабом  $L_B = 10$  Мпк. Слева показаны расчеты для источника на красном смещении  $z = 0.03$ , справа – для источника с красным смещением  $z = 0.954$ . Расчеты программой CRbeam показаны красным, расчеты программой CRPropa – сплошными синими линиями, а расчеты поправленным кодом CRPropa показаны синим пунктиром.

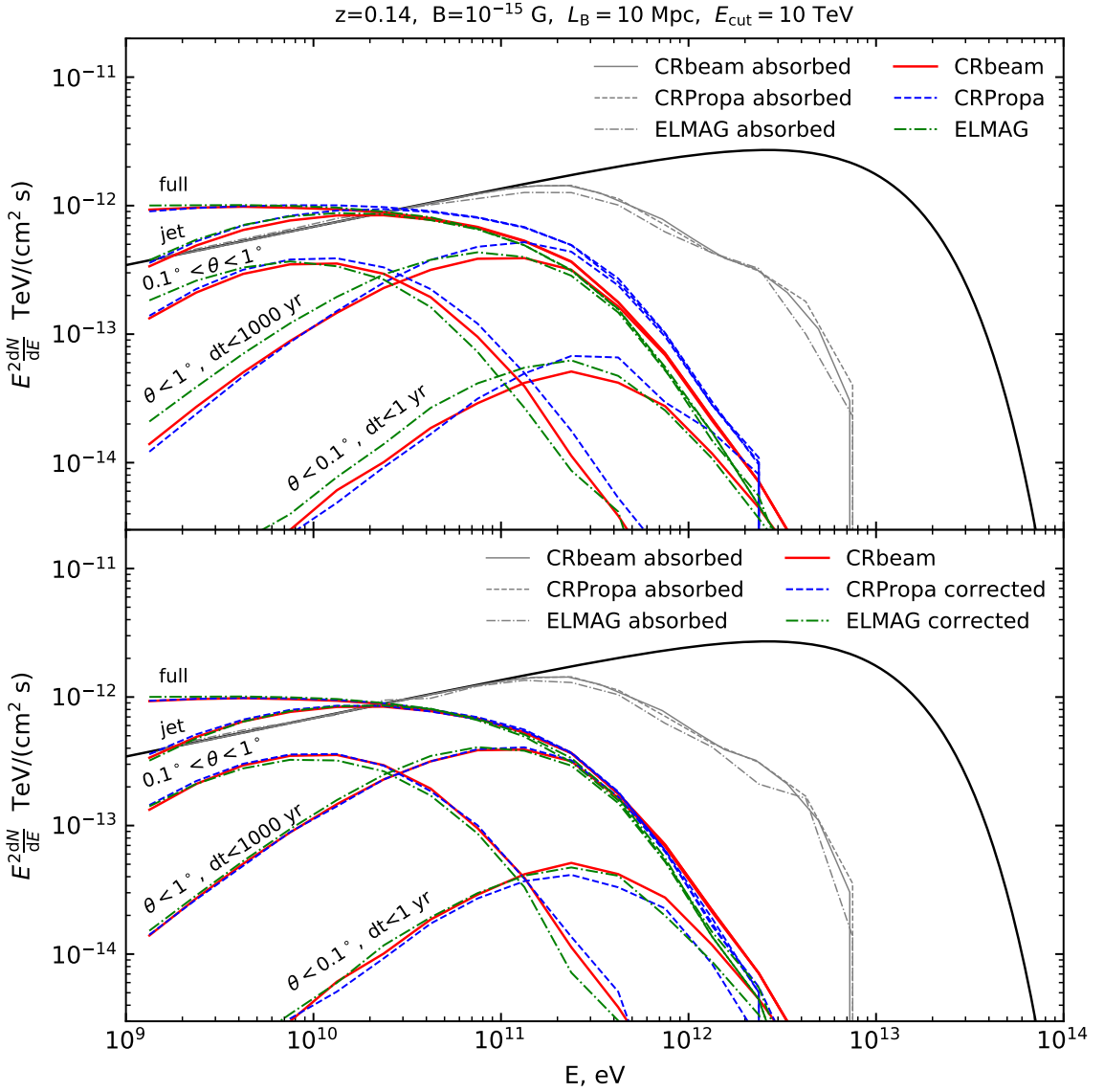


Рис. 21: Каскадные вклады для источника на красном смещении  $z = 0.14$  и для турбулентного внегалактического магнитного поля с колмогоровским спектром с напряженностью  $B = 10^{-15}$  Гс и максимальным масштабом  $L_B = 10$  Мпк (соответствующая длина корреляции  $\lambda_B \approx 2$  Мпк). Угол раскрытия джета принимался равным  $\theta_{\text{jet}} = 5^\circ$ , а наблюдатель находился под углом  $\theta_{\text{obs}} = 3^\circ$  по отношению к оси джета. Красные сплошные линии соответствуют CRbeam, синие пунктирные линии – CRPropa, зеленые штрихпунктирные линии – ELMAG. Метки над линиями указывают ограничения на время активности источника  $dt$  и угловое расстояние от направления на источник  $\theta$ , использованные при построении каскадного сигнала. Метка “jet” обозначает каскадный сигнал без ограничений на  $dt$  ( $dt = \infty$ ) и  $\theta$  ( $\theta = 2\pi$ ). Для сравнения мы также добавили каскадный спектр в отсутствие магнитного поля (метка “full”).



Как обсуждалось в разделе 3.1, в этом случае все программы предсказывают одинаковую оптическую толщину для первичного гамма-излучения. Как было замечено в разделе 3.2, предсказания спектров рождения пар и обратного комптоновского рассеяния в коде CRProra отклоняются от известных аналитических формул. Это приводит к расхождениям между моделями потоков вторичных гамма-квантов в CRbeam и CRProra, заметных в ТэВном диапазоне энергий, наиболее интересном для СТА. На верхней панели рисунка видно, что выше 3 ТэВ сигналы отличаются более чем в два раза. Средняя и нижняя панели рисунка показывают временной и угловой профили каскадного излучения. Различия в спектральных свойствах вторичного сигнала между CRbeam и CRProra не столь выражены на низкоэнергетических временных и угловых профилях в более низких энергетических диапазонах, доступных для телескопа Fermi LAT. Однако, эти различия возрастают в диапазоне энергий СТА выше 100 ГэВ. Как обсуждалось в разделе 3.2, несоответствие между предсказаниями CRbeam и CRProra может быть устранено после исправления таблиц CRProra. В этом случае все программы дают результаты, согласующиеся на уровне  $\sim 10\%$ , как видно из левой части Рисунка 20.

Напротив, поправки к коду CRProra не устраняют несоответствия между предсказаниями разных моделей для источника с большим красным смещением, см. правую часть Рисунка 20. Значительная разница в предсказаниях модели заметна на высоких энергиях. CRProra предсказывает сильное подавление потока выше 200 ГэВ, тогда как CRbeam предсказывает постепенное подавление в диапазоне энергий от 200 до 300 ГэВ. Это несоответствие имеет решающее значение для изучения источников с большим красным смещением с помощью СТА. Такие ошибки моделирования, достигающие порядка величины, должны быть устранены, прежде чем из данных СТА можно будет извлечь какие-либо разумные результаты по эволюции МФИ. Расхождение заметно и в поглощенных спектрах первичного излучения источника, показанных серыми кривыми на Рисунке 20. Это несоответствие возникает из-за неправильного моделиро-

вания поглощения на МФИ для источников с большим красным смещением в CRProa, как описано в разделе 3.1.

Сильные расхождения наблюдаются во временных и угловых характеристиках каскадного сигнала, показанных на средней и нижней панелях справа на Рисунке 20. В отличие от источников с малым красным смещением, различия в предсказаниях времени задержки сигнала велики уже для более низких энергий гамма-квантов, в области чувствительности Fermi LAT.

Результаты для источника 1ES 0229+200 на красном смещении  $z = 0.14$  представлены на Рисунке 21. Расчеты выполнены для внегалактического магнитного поля с колмогоровским спектром мощности  $B = 10^{-15}$  Гс и максимальным масштабом  $L_B = 10$  Мпк. На этом рисунке вклад полного каскада для нулевого магнитного поля обозначен как “full”. Кривые с пометкой “jet” соответствуют каскадному сигналу для ненулевого магнитного поля для различных угловых и временных интервалов. Все программы после введения корректировок предсказывают одинаковые результаты для большинства параметров.

### 3.5 Выводы к третьей главе

В данной главе было выполнено сравнение моделирования электромагнитных каскадов тремя публично доступными Монте-Карло программами CRProa, ELMAG и CRbeam. Было обнаружено, что предсказания спектральных, угловых и временных свойств каскадного сигнала могут различаться примерно на 50% в диапазоне энергий, доступном для СТА. Было установлено происхождение и устранены причины некоторых из этих несоответствий. Тем не менее, различия в реализации космологической эволюции в CRProa и CRbeam и упрощенное вычисление оптической толщины МФИ в CRProa приводят к существенным различиям между модельными расчетами для источников на больших красных смещениях.

## Глава 4

### Внегалактические магнитные поля

Магнитные поля присутствуют практически во всех наблюдаемых астрономических объектах, но их существование и роль в ранней Вселенной все еще не ясны. В современной Вселенной первичные магнитные поля могли остаться в межгалактической среде, в пустотах крупномасштабной структуры. Существующие измерения ограничивают напряженность внегалактических магнитных полей в диапазоне  $10^{-16} \text{ Гс} < B < 10^{-9} \text{ Гс}$ , однако история происхождения данных полей не известна.

Ограничения снизу на внегалактические магнитные поля были установлены методами гамма-астрономии и основаны на ненаблюдении каскадного сигнала от далеких источников гамма-излучения. Настоящая глава посвящена анализу перспектив исследования ВМП с использованием измерений гамма-излучения. Будет оценена чувствительность телескопа нового поколения СТА к сильным ВМП с напряженностью в области  $10^{-12} \text{ Гс} < B < 10^{-11} \text{ Гс}$ . Также будет рассчитана чувствительность СТА к ВМП с большой корреляционной длиной. С другой стороны, обсуждается подавление каскадного сигнала пузырями магнитного поля вокруг галактик и скоплений галактик.

Результаты данной главы опубликованы в работах [16, 17, 18, 19].

#### 4.1 Измерения внегалактических магнитных полей

Наиболее подходящая техника для измерения магнитных полей в пустотах крупномасштабной структуры Вселенной основана на наблюдениях далеких активных ядер галактик. Фотоны высоких энергий ( $E \gtrsim 100 \text{ ГэВ}$ ) могут взаимодействовать с фотонами межгалактического фонового излучения и рождать электрон-позитронные пары, что приводит к развитию электромагнитного каскада вдоль луча зрения. Если рождение пар происходит при нулевом внешнем

магнитном поле, то направление электронов и позитронов с большой точностью совпадает с направлением первичного гамма-кванта. Однако, если в среде присутствует магнитное поле, то прежде чем потерять энергию за счет обратного комптоновского рассеяния, электроны и позитроны отклонятся от первоначальной траектории. Данный эффект приводит к тому, что вторичные гамма-кванты могут быть зарегистрированы от тех первичных фотонов, направление которых не совпадало с направлением от источника к наблюдателю. Таким образом, каскадное излучение приходит с задержкой по сравнению с первичными гамма-квантами [166], а кроме того формируется протяженное излучение вокруг изначально точечных источников [167, 168]. Время задержки и параметры протяженного излучения зависят от параметров ВМП, что позволяет исследовать ВМП методами гамма-астрономии. Поиски протяженного излучения и излучения, пришедшего с задержкой, в области энергий, доступной телескопу Fermi LAT, не привели к измерению ВМП, но наложили ограничения снизу на его напряженность [169, 170, 171]. Анализ данных Fermi LAT, представленный в [172], показал, что ВМП в пустотах должны быть сильнее, чем  $\sim 10^{-16}$  Гс для магнитных полей с большой корреляционной длиной и  $\sim 10^{-14}$  Гс для полей с малой корреляционной длиной, рожденных в ранней Вселенной, см Рисунок 22.

Анализ эволюции магнитных полей, рожденных в ранней Вселенной показывает, что в настоящую эпоху напряженность  $B$  и корреляционная длина  $\lambda_B$  таких полей должны быть связаны соотношением [179]:

$$B \sim 10^{-11} \left[ \frac{\lambda_B}{1 \text{ кпк}} \right] \text{ Гс} \quad (39)$$

Как было показано в работе [175], учет турбулентности плазмы, вызванной магнитным полем в эпоху рекомбинации, изменяет оценку параметра Хаббла  $H_0$  по данным реликтового излучения и ослабляет противоречие  $4.4\sigma$  между измерениями по данным спутника Planck [180] ( $H_0 = 67.36 \pm 0.54$  км/с/Мпк) и измерениями с использованием сверхновых типа Ia [181] ( $H_0 = 74.03 \pm 1.42$  км/с/Мпк).

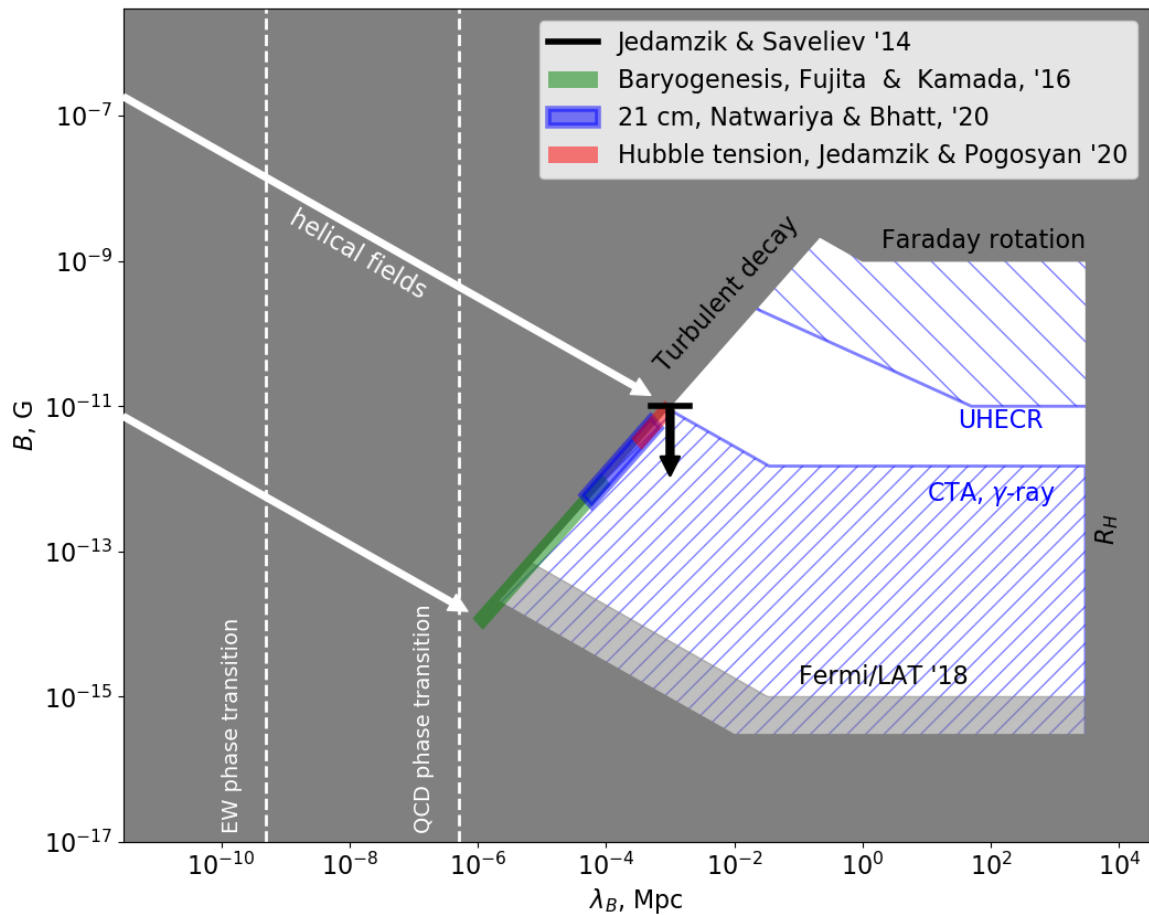


Рис. 22: Известные ограничения на силу и длину корреляции ВМП [173, 174]. Красные, синие и зеленые линии обозначают указания на существование космологического магнитного поля из реликтового излучения [175], линии 21 см [176] и бариогенеза [177] соответственно. Синие пунктирные области показывают чувствительность различных методов обнаружения [173, 174]. Черная верхняя граница получена из анализа сигнала реликтового излучения [178].

Рассуждения [175] развивают идею [178], состоящую в том, что магнитное поле, присутствующее в эпоху рекомбинации, вызывает скучивание барионной материи и тем самым модифицирует процесс рекомбинации. В работе [178] использован этот аргумент для получения ограничений сверху на напряженность ВМП  $B \lesssim 10^{-11}$  Гс. Эта граница показана черной стрелкой на Рисунке 22.

Другое указание на существование космологических магнитных полей может быть получено из измерений поглощения излучения линией 21 см нейтрального водорода при красных смещениях около  $z \sim 10$ . Результаты эксперимента EDGES указывают на избыточную непрозрачность Вселенной в диапазоне красных смещений  $15 < z < 20$  [182]. Это свидетельствует о том, что в ту эпоху действовал эффективный механизм охлаждения барионной материи. Взаимодействие вещества с магнитным полем может обеспечивать как охлаждение за счет накачки тепловой энергии в магнитное поле, так и нагрев барионного вещества за счет распада магнитогидродинамической турбулентности. Наблюдение EDGES можно интерпретировать с точки зрения охлаждения за счет взаимодействия с магнитными полями [176]. Напряженность магнитного поля, необходимая для объяснения данных EDGES, сравнима с той, которая необходима для разрешения противоречий в измерениях параметра Хаббла,  $5 \times 10^{-13} \text{ Гс} < B < 6 \times 10^{-12} \text{ Гс}$  [176].

Магнитные поля, сохранившиеся до эпох рекомбинации и реионизации, должны были быть созданы во время фазовых переходов в ранней Вселенной [174]. Наличие спирального магнитного поля в эпоху электрослабого фазового перехода позволяет объяснить барионную асимметрию Вселенной в рамках стандартной модели физики элементарных частиц [183, 177]. Диапазон напряженности магнитного поля  $10^{-14} \text{ Гс} < B < 10^{-12} \text{ Гс}$ , совместимый с этим сценарием бариогенезиса, показан зеленым на Рисунке 22. Заметим, что напряженность поля, необходимая для успешного объяснения барионной асимметрии, согласуется с той, которая необходима для объяснения сигнала EDGES и устранения противоречий в измерениях параметра Хаббла.

Таким образом, на данный момент несколько независимых аргументов указывают на существование космологических магнитных полей с напряженностью  $B \sim 10^{-12}$  Гс. В настоящей Главе будет исследована возможность детектирования такого поля методами гамма-астрономии с использованием телескопа СТА.

## 4.2 Чувствительность телескопа СТА к сильным внегалактическим магнитным полям

Поля с напряженностью в области  $B \sim 10^{-12}$  Гс находятся на верхней границе диапазона чувствительности метода измерения гамма-излучения [173]. Такие поля достаточно сильны, чтобы отклонять электроны с энергиями 10-100 ТэВ. Это означает, что для измерения каскадного сигнала следует использовать самый высокий энергетический диапазон, доступный для черенковских телескопов. В этой ситуации неясно, справедливо ли приближение малых углов отклонения, которое использовалось для оценок чувствительности метода измерения гамма-излучения в [173]. Ниже будут приведены аналитические оценки чувствительности для случая сильных полей.

Если  $L_B$  – максимальный масштаб турбулентности, то спектр мощности магнитного поля формируется турбулентностью на масштабах меньше  $L_B$ . Корреляционная длина поля со спектром мощности  $P_B(k) \propto k^{-n}$  определяется как

$$\lambda_B \approx L_B \frac{n-1}{2n}. \quad (40)$$

Для колмогоровского спектра турбулентности  $n = 5/3$  и  $\lambda_B = L_B/5$ .

Рассмотрим вторичное излучение, образовавшееся в результате взаимодействия первичных гамма-квантов с энергией  $E_{\gamma 0}$ . Длина свободного пробега та-

ких гамма-квантов по отношению к МФИ равна

$$\lambda_{\gamma 0} \simeq 2.5 \left[ \frac{E_{\gamma 0}}{100 \text{ ТэВ}} \right]^{-1.6} \text{ Мпк} \quad (41)$$

Для аналитических оценок предположим, что каждый первичный гамма-квант производит электрон и позитрон с энергией  $E_e = E_{\gamma 0}/2$ . Электроны и позитроны теряют энергию за счет обратного комптоновского рассеяния на фотонах реликтового излучения при прохождении расстояния

$$D_e \simeq 7 \left[ \frac{E_e}{50 \text{ ТэВ}} \right]^{-1} \text{ кпк.} \quad (42)$$

Данная формула верна в томсоновском режиме обратного комптоновского рассеяния<sup>4</sup> актуальном для взаимодействия фотонов реликтового излучения с электронами с энергиями  $\lesssim 100 \text{ ТэВ}$ . Такие электроны производят вторичные гамма-кванты с энергией

$$E_{\gamma} \simeq 8 \left[ \frac{E_e}{50 \text{ ТэВ}} \right]^2 \text{ ТэВ.} \quad (43)$$

Ларморовский радиус электрона

$$R_L \simeq 5 \left[ \frac{E_e}{50 \text{ ТэВ}} \right] \left[ \frac{B}{10^{-11} \text{ Гс}} \right]^{-1} \text{ кпк.} \quad (44)$$

При прохождении расстояния, равного корреляционной длине магнитного поля, электроны отклоняются на угол

$$\delta = \frac{\lambda_B}{R_L} \simeq 0.06 \left[ \frac{E_e}{50 \text{ ТэВ}} \right]^{-1} \left[ \frac{B}{10^{-11} \text{ Гс}} \right]^2. \quad (45)$$

Для получения этой формулы было использовано соотношение (39). Накоп-

---

<sup>4</sup>Численное моделирование, описанное далее, учитывает полное сечение Клейна-Нишины для обратного комптоновского рассеяния. Эффект Клейна-Нишины вносит поправки в аналитические оценки, но не меняет качественной картины, представленной в этом разделе.



ление таких малых отклонений при прохождении электроном расстояния  $D_e$  приводит к общему отклонению

$$\begin{aligned}\Delta &= \sqrt{\frac{D_e}{\lambda_B}} \delta \simeq 0.2 \left[ \frac{E_e}{50 \text{ ТэВ}} \right]^{-3/2} \left[ \frac{B}{10^{-11} \text{ Гс}} \right]^{3/2} \\ &\simeq 0.2 \left[ \frac{E_\gamma}{8 \text{ ТэВ}} \right]^{-3/4} \left[ \frac{B}{10^{-11} \text{ Гс}} \right]^{3/2}.\end{aligned}\quad (46)$$

Если напряженность поля  $B \sim 10^{-11}$  Гс, угол излучения каскадного сигнала при энергии 8 ТэВ может быть таким же большим, как угол раскрытия джетов блазаров. Поток вторичного излучения подавляется геометрическим фактором

$$\begin{aligned}\frac{F_{ext}}{F_{\gamma 0}} &= \frac{\Theta_{jet}^2}{\Delta^2} \simeq 1 \left[ \frac{E_\gamma}{8 \text{ ТэВ}} \right]^{3/2} \\ &\left[ \frac{B}{10^{-11} \text{ Гс}} \right]^{-3} \left[ \frac{\Theta_{jet}}{10^\circ} \right]^2, \quad B \gtrsim 10^{-11} \text{ Гс},\end{aligned}\quad (47)$$

где было использовано  $\Theta_{jet} \sim 10^\circ \simeq 0.2$ . Такое подавление потока происходит для энергий ниже чем та, при которой  $\Delta = \Theta_{jet}$ ,

$$E_{crit} = 8 \left[ \frac{B}{10^{-11} \text{ Гс}} \right]^2 \left[ \frac{\Theta_{jet}}{10^\circ} \right]^{-4/3} \text{ ТэВ}.\quad (48)$$

Если  $B < 10^{-11}$  Гс, то угол отклонения  $\Delta$  меньше угла раскрытия джета, и подавления не происходит.

Угловой размер протяженного излучения определяется поперечным размером джета на расстоянии  $\lambda_{\gamma 0}$ .

$$R_{ext,max} = \Theta_{jet} \lambda_{\gamma 0} \simeq 0.5 \left[ \frac{\Theta_{jet}}{10^\circ} \right] \left[ \frac{E_{\gamma 0}}{100 \text{ ТэВ}} \right]^{-1.6} \text{ Мпк} \quad (49)$$

Соответствующий угловой размер

$$\begin{aligned} \Theta_{ext,max} = \frac{R_{ext}}{D} &\simeq 0.24^\circ \left[ \frac{\Theta_{jet}}{10^\circ} \right] \left[ \frac{E_{\gamma 0}}{100 \text{ ТэВ}} \right]^{-1.6} \\ \left[ \frac{D}{120 \text{ Мпк}} \right]^{-1} &\simeq 0.24^\circ \left[ \frac{\Theta_{jet}}{10^\circ} \right] \left[ \frac{E_\gamma}{8 \text{ ТэВ}} \right]^{-0.8} \left[ \frac{D}{120 \text{ Мпк}} \right]^{-1}, \end{aligned} \quad (50)$$

где для численной оценки было использовано расстояние до блазаров Mrk 421 и Mrk 501. Временную задержку каскадного сигнала можно оценить как

$$\begin{aligned} T_{ext,max} = D\Theta_{ext,max}^2/c &\simeq \\ 8000 \left[ \frac{\Theta_{jet}}{10^\circ} \right]^2 \left[ \frac{E_\gamma}{8 \text{ ТэВ}} \right]^{-1.6} &\text{ лет.} \end{aligned} \quad (51)$$

Данный временной масштаб накладывает требование на период активности источника, для которого предполагается искать каскадный сигнал: источник должен был быть активен в течение последних 10 тысяч лет [184].

#### 4.2.1 Выбор источника

Для исследования сильных магнитных полей  $B \lesssim 10^{-11}$  Гс требуется

- (a) большая мощность первичного излучения источника в диапазоне энергий 100 ТэВ,
- (b) возможность обнаружения протяженного излучения в области энергий выше ТэВ, и
- (c) наличие области с первичным магнитным полем на расстоянии несколько Мпк вокруг источника.

Покажем, что по крайней мере один источник, Mrk 501, удовлетворяет этим трем условиям и может быть использован для исследования сильного ВМП космологического происхождения.

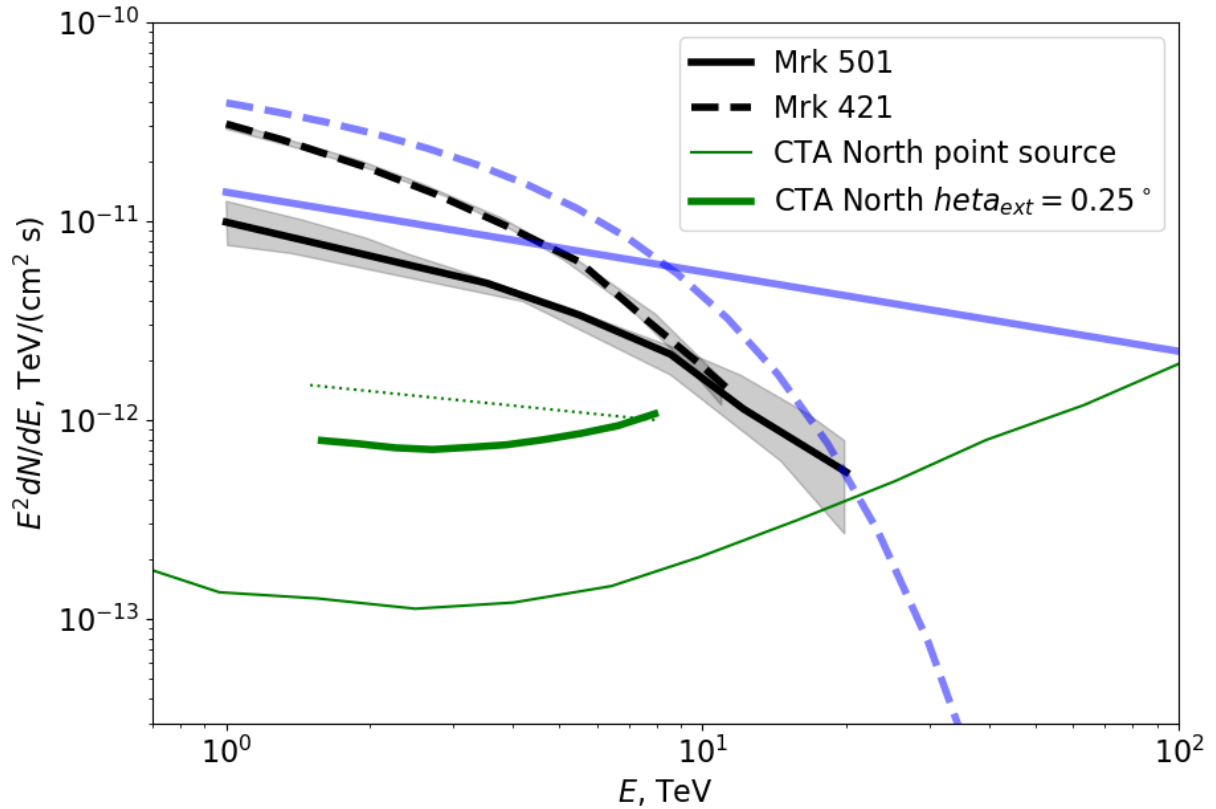


Рис. 23: Сравнение высокоэнергичных спектров блазаров Mrk 421 и Mrk 501 [185]. Наблюдаемые спектры обозначены черными кривыми, а голубые кривые – собственные спектры источников. Тонкие и толстые зеленые линии показывают чувствительность СТА к точечным источникам и к протяженным источникам с угловым размером  $\theta = 0.25^\circ$ . Зеленая пунктирная линия показывает аналитическую оценку интенсивности каскадного сигнала от блазара Mrk 501 в диапазоне энергий 1-10 ТэВ.

В настоящее время нет измерений светимостей блазаров на энергиях порядка 100 ТэВ. Гамма-кванты с самой высокой энергией (20 ТэВ), зарегистрированные от блазаров, принадлежат двум ближайшим источникам, Mrk 421 и Mrk 501. На Рисунке 23 показано спектральное распределение энергии этих источников, измеренное обсерваторией HAWC [185]. Несмотря на то, что Mrk 421 является самым ярким источником на энергии ТэВ, он имеет более мягкий спектр и его светимость, скорее всего, сильно подавлена на энергии 100 ТэВ. Напротив, спектр испускания Mrk 501 более жесткий и в нем отсутствуют признаки завала на высоких энергиях. Из этого следует, что Mrk 501 является более перспективным кандидатом для поиска сильного ВМП, поэтому дальнейший анализ будет проведен для этого источника.

Продолжим спектр испускания Mrk 501 до 100 ТэВ, как показано на Рисунке 23. Используя наклон спектра испускания, восстановленный на основе измерений HAWC, находим, что собственный поток источника на энергии 100 ТэВ должен быть на уровне

$$F_{\gamma 0}(100 \text{ ТэВ}) \simeq (2.5 \pm 1) \times 10^{-12} \text{ ТэВ}/(\text{см}^2\text{с}). \quad (52)$$

Большая часть испущенных гамма-квантов с энергией порядка 100 ТэВ поглощается в межгалактической среде и преобразуется в каскадное излучение. Если напряженность магнитного поля  $B < 10^{-11}$  Гс, то поток каскадного излучения не подавляется геометрическим фактором

$$F_{ext}(8 \text{ ТэВ}) \sim F_{\gamma 0}(100 \text{ ТэВ})/2 \sim 10^{-12} \text{ ТэВ}/(\text{см}^2\text{с}). \quad (53)$$

Такой уровень потока намного выше чувствительности СТА к точечным источникам, показанной тонкой зеленой кривой на Рисунке 23. Предельная чувствительность  $F_{СТА,ps} \simeq 5 \times 10^{-14} \text{ ТэВ}/(\text{см}^2\text{с})$  в диапазоне 1-10 ТэВ определяется статистическими флуктуациями фона в пределах функции рассеяния

точки  $\Theta_{psf} \simeq 0.04^\circ$ <sup>5</sup>. Чувствительность к протяженному источнику ухудшается с увеличением размера источника

$$F_{CTA,ext} = F_{CTA,ps} \frac{\Theta_{ext}}{\Theta_{PSF}} \simeq 3 \times 10^{-13} \left[ \frac{\Theta_{ext}}{0.25^\circ} \right] \text{ ТэВ}/(\text{см}^2\text{с}) \quad (54)$$

На Рисунке 23 чувствительность СТА к протяженным источникам сравнивается с ожидаемым потоком протяженного излучения от Mrk 501. Как видно, ожидаемый поток находится на одном уровне с пределом чувствительности, поэтому для проверки возможности детектирования требуется провести более точный численных расчет.

#### 4.2.2 Локальная структура вокруг Mrk 501

Как было показано выше, гамма-кванты с энергией 100 ТэВ могут быть использованы для исследования сильного ВМП  $B \sim 10^{-11}$  Гс. Стандартные модели МФИ предсказывают, что типичная длина свободного пробега таких гамма-квантов составляет 3 – 10 Мпк. Если источник излучения будет расположен в большом скоплении галактик или рядом с ним, или луч зрения в направлении на наблюдателя пройдет через филамент крупномасштабной структуры, то напряженность поля в окрестности источника может быть намного выше, чем ожидаемая напряженность поля в пустотах. В таком случае, рассуждения, описанные выше, будут неприменимы.

Чтобы исследовать окружающую среду вокруг Mrk 501, используем данные моделирования эволюции крупномасштабной структуры методом BORG [186, 187, 188]. Результаты симуляции показывают распределение плотности темной материи в локальной Вселенной. Распределение плотности темной материи в направлении на Mrk 501 представлено на Рисунке 24. Будем использовать плотность темной материи в качестве оценки силы магнитного поля. Из Рисунка 24 следует, что Mrk 501 не находится в крупном скоплении галактик. Наоборот,

<sup>5</sup><https://www.cta-observatory.org/science/cta-performance/>

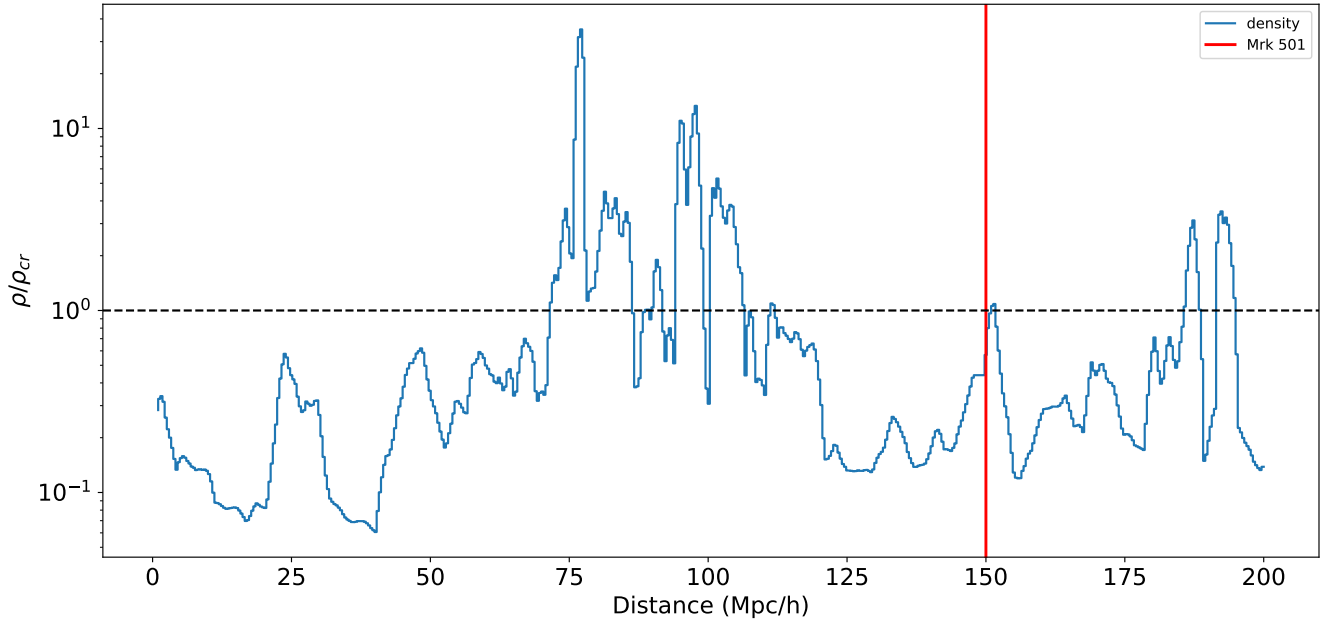


Рис. 24: Профиль плотности темной материи вдоль луча зрения в направлении блазара Mrk 501 на основе моделирования [188].

рядом с источником находится большая пустота со средней плотностью  $\rho$  ниже критической плотности Вселенной. Следовательно, блазар Mrk 501 действительно является хорошим кандидатом для исследования сильных ВМП.

### 4.2.3 Численное моделирование

В данном разделе проведем численное моделирование описанных выше эффектов. Для этого используем Монте-Карло программу моделирования электромагнитных каскадов CRbeam [161].

Рассмотрим источник гамма-квантов, спектр испускания которого описывается степенным законом с наклоном  $dN/dE \propto E^{-2.4}$ . Максимальная излучаемая энергии составляет 100 ТэВ, а расстояние до источника  $D = 150$  Мпс. Гамма-кванты испускаются в конус с углом раскрытия  $\Theta_{jet} = 5^\circ$ .

Пучок первичных гамма-квантов распространяется в направлении наблюдателя с учетом развития электромагнитных каскадов. В качестве модели МФИ выбрана модель [2]. Для электронов и позитронов рассчитывается отклонение в магнитном поле.

Внегалактическое магнитное поле генерируется с колмогоровским спектром

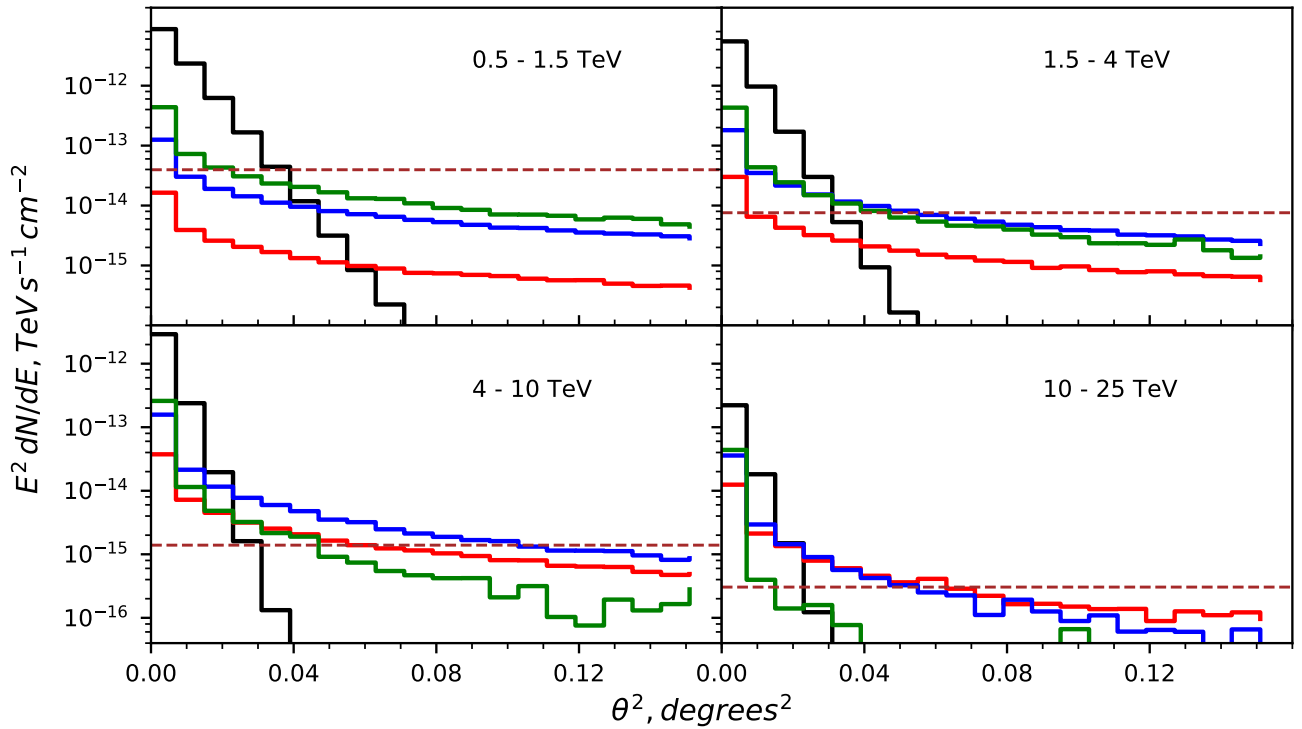


Рис. 25: Угловое распределение первичных и вторичных фотонов в различных энергетических диапазонах. Черные гистограммы показывают основной сигнал точечного источника; зеленая, синяя и красная гистограммы показывают протяженное излучение, рассчитанное для различных значений напряженности магнитного поля:  $10^{-12}$  Гс,  $3 \times 10^{-12}$  Гс и  $10^{-11}$  Гс. Горизонтальная пунктирная линия показывает уровень остаточного фона космических лучей, измеренный HESS [189].

мощности методом [190] и строится как сумма конечного числа случайно ориентированных плоских волн. Волновые числа равномерно распределены в логарифмическом масштабе между  $k_{min}$  и  $k_{max}$ . Количество мод было установлено равным 500 и  $(k_{max}/k_{min}) = 100$ . Точное значение  $k_{max}$  зависит от напряженности магнитного поля и определяется из (39) и (40).

На Рисунке 25 показан результат расчета протяженного излучения при различных энергиях различных значений напряженности ВМП. Сигнал протяженного излучения накладывается на сигнал точечного источника и остаточный фон космических лучей. Из Рисунка 25 видно, что детектирование протяженного излучения является трудной задачей. Сигнал протяженного излучения всегда является субдоминантным. В диапазоне углов  $0^\circ < \theta < 0.17^\circ$  преобладает сигнал точечного источника, а за пределами  $\theta_c = \sqrt{0.03} \simeq 0.17^\circ$  доминирует остаточный фон космических лучей.

Рисунок 26, который является прямым аналогом аналитической оценки на Рисунке 23, дает дополнительную иллюстрацию преобладания потока точечного источника. Спектр протяженного излучения разбивается на две составляющие: вне  $\theta_c$  и внутри  $\theta_c$ . В случае  $B \sim 10^{-12}$  Гс в спектре протяженного излучения в значительной степени преобладает компонент внутри  $\theta_c$  (и, следовательно, в пределах функции рассеяния точки). Если  $B \sim 10^{-11}$  Гс, поток излучения за пределами  $\theta_c$  всего лишь в 2 раза ниже потока внутри  $\theta_c$ . Учитывая общую слабость протяженного сигнала, целесообразно использовать комбинацию областей  $\theta < \theta_c$  и  $\theta > \theta_c$  для поиска отклонений от функции рассеяния точки инструмента в диапазоне углов  $[0^\circ : 0.4^\circ]$ .

#### 4.2.4 Обсуждение результатов

Для исследования возможности обнаружения ВМП были использованы результаты численного моделирования методом Монте-Карло. Для этого была рассчитана статистика сигнала точечного источника, статистика сигнала протяженного излучения и статистика остаточного фона космических лучей в каж-



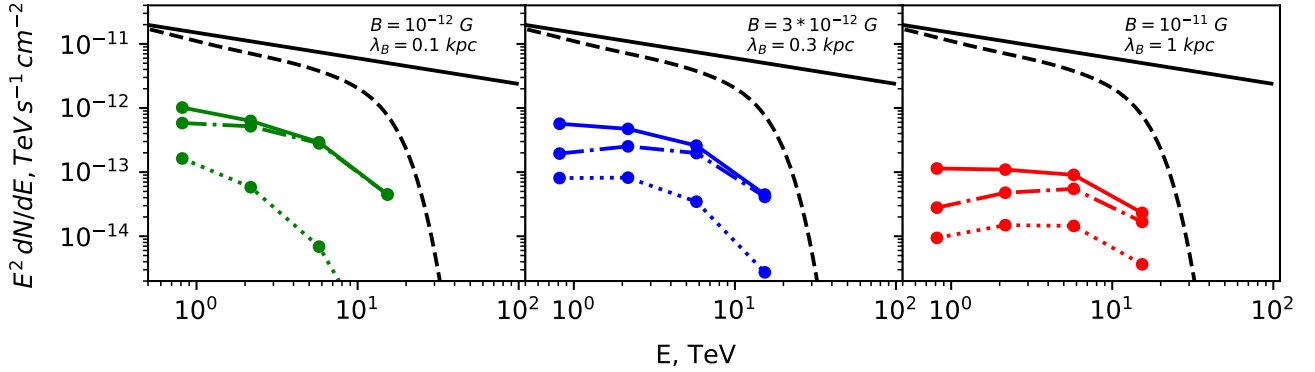


Рис. 26: Собственный спектр Mrk 501 (черная сплошная линия) в сравнении с поглощенным спектром (черная пунктирная линия) и спектром вторичного излучения (цветные линии) при разных параметрах магнитного поля. Сплошная цветная линия соответствует полному потоку вторичного излучения от источника, а штрихпунктирная и пунктирная линии — потокам в угловых диапазонах  $[0 : \theta_c]$  и  $[\theta_c : 0.4]$  градусов.

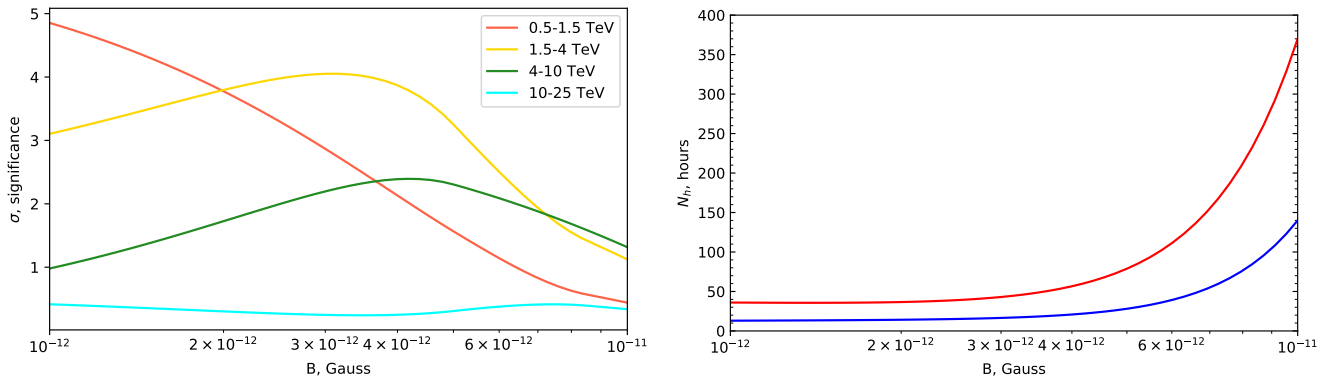


Рис. 27: Левый график: значимость детектирования протяженного сигнала в различных диапазонах энергий в зависимости от предполагаемой напряженности ВМП. Предполагаемое время наблюдения СТА составляет  $T = 50$  часов. Правый график: время наблюдения с помощью СТА, необходимое для детектирования протяженного излучения с уровнем достоверности  $3\sigma$  (нижняя кривая) и  $5\sigma$  (верхняя кривая), в зависимости от напряженности ВМП.

дом угловом бине гистограмм, показанных на Рисунке 25. Таким образом, мы создали фиктивные наборы данных СТА. Далее был рассчитан уровень несоответствия фиктивных наборов данных с моделью без учета протяженного излучения.

Результаты этого анализа показаны на Рисунке 27. Если напряженность ВМП ниже  $3 \times 10^{-12}$  Гс, протяженный сигнал обнаруживается со значимостью выше  $3\sigma$  в диапазонах энергий 0.5 – 1.5 ТэВ и 1.5 – 4 ТэВ. Более сильное магнитное поле,  $3 \times 10^{-12} < B < 6 \times 10^{-12}$  Гс, все еще обнаруживается по протяженному излучению при более высокой энергии. Протяженное излучение от ВМП с напряженностью  $10^{-11}$  Гс не детектируется за 50 часов наблюдений.

На Рисунке 27 справа показана зависимость времени наблюдения, необходимого для детектирования протяженного излучения с уровнем достоверности  $3\sigma$  и  $5\sigma$ , от напряженности ВМП. Из этого рисунка видно, что за время наблюдения, равное 150 часам, возможно обнаружение магнитного поля напряженностью  $10^{-11}$  Гс. Однако, для надежного обнаружения такого поля требуется очень длительное время наблюдения  $T \simeq 400$  часов.

### 4.3 Детектирование сильного магнитного поля с большой корреляционной длиной

Магнитные поля, образовавшиеся в процессе инфляции, могут обладать очень большой корреляционной длиной, сравнимой с размером видимой части Вселенной [191, 192, 193, 194, 195, 196, 197]. В данном разделе мы исследуем возможность детектирования ВМП с большой корреляционной длиной с помощью телескопа СТА.

Для оценки влияния формирования структур на начальную конфигурацию магнитного поля, мы используем результаты магнитогидродинамического моделирования с использованием кода RAMSES [198]. При этом начальная конфигурация магнитного поля соответствует однородному во всем пространстве

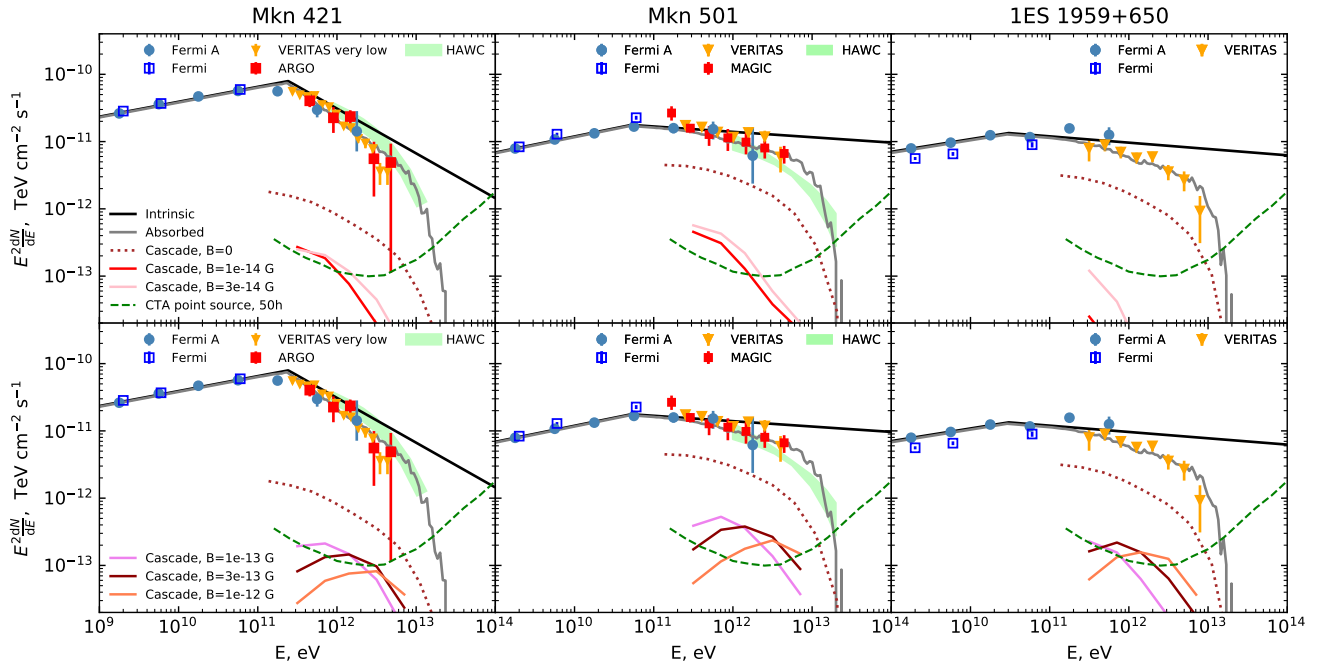


Рис. 28: Первичные и вторичные спектры источников для различных предполагаемых напряженностей магнитного поля (верхние панели: 0,  $10^{-14}$  и  $3 \times 10^{-14}$  Гс, нижние панели:  $10^{-13}$ ,  $3 \times 10^{-13}$  и  $10^{-12}$  Гс). Спектры точечных источников посчитаны по данным Fermi LAT, MAGIC [199], VERITAS [199] ARGO [200] и HAWC [201]. Полный поток каскадного излучения в случае  $B = 0$  показан пунктирной линией. Интенсивность каскадного излучения вне функции рассеяния точки телескопа СТА показана цветными линиями для магнитных полей от  $10^{-14}$  Гс до  $10^{-12}$  Гс. Зеленая пунктирная линия показывает чувствительность СТА к точечным источникам.

магнитному полю. Результаты такого космологического моделирования воспроизводят расположение известных элементов крупномасштабной структуры (галактик и скоплений галактик) в локальной Вселенной. Далее полученные карты магнитного поля используются для моделирования развития электромагнитных каскадов в реалистичном магнитном поле. Для расчета электромагнитных каскадов используется Монте-Карло программа CRbeam (см. Главу 3).

Результаты моделирования для трех ярких, близких источников (Mrk 501, Mrk 421, 1ES 1959+650) показаны на Рисунке 28. Видно, что ожидаемый каскадный сигнал находится на пределе чувствительности телескопа СТА за время наблюдения, равное 50 часам.

## 4.4 Пузыри магнитного поля

В случае, если наблюдения СТА помогут измерить напряженность ВМП в пустотах крупномасштабной структуры Вселенной, не ясно, можно ли считать это поле первичным. Проблема в том, что пустоты могут быть загрязнены магнитным полем, которое распространяется из галактик в межгалактическую среду. Галактические ветры, вызванные активностью сверхновых и активными ядрами галактик, скорее всего, ионизированы и несут с собой магнитные поля [202, 203]. Неопределенность деталей данного процесса не позволяет ответить на вопрос, может ли распространяемое из галактик магнитное поле заполнять пустоты и тем самым скрывать первичное магнитное поле. Далее мы используем результаты космологической симуляции IllustrisTNG для оценки загрязнения межгалактической среды магнитными полями, распространяемым галактическими ветрами. Мы рассмотрим вопрос о том, как сильно данный эффект влияет на измерение свойств ВМП методами гамма-астрономии.

IllustrisTNG – это набор гравито-магнетогидродинамических симуляций нового поколения [204, 205]. Мы использовали публично доступную симуляцию с самым высоким разрешением TNG100 [206]. Данная симуляция имеет размер  $\sim (110 \text{ Мпк})^3$  и содержит  $1820^3$  частиц темной материи и такое же количество ячеек газа с массами  $m_{\text{DM}} = 7.5 \times 10^6 M_{\odot}$  и  $m_{\text{bar}} = 1.4 \times 10^6 M_{\odot}$ . Согласно данной симуляции, пузыри магнитного поля вокруг галактик и скоплений галактик появляются при  $z \lesssim 2$  в результате галактической активности. Эти пузыри существенно несферичны и могут иметь размеры до нескольких десятков Мпк [207].

Чтобы оценить влияние магнитных пузырей на развитие электромагнитных каскадов, мы извлекли информацию о напряженности и ориентации магнитного поля вдоль случайно выбранных лучей зрения (ЛЗ) из симуляции TNG-100. Начало каждого луча совпадало с положением активного галактического ядра. Используя непрерывные граничные условия, используемые в симуляции, для

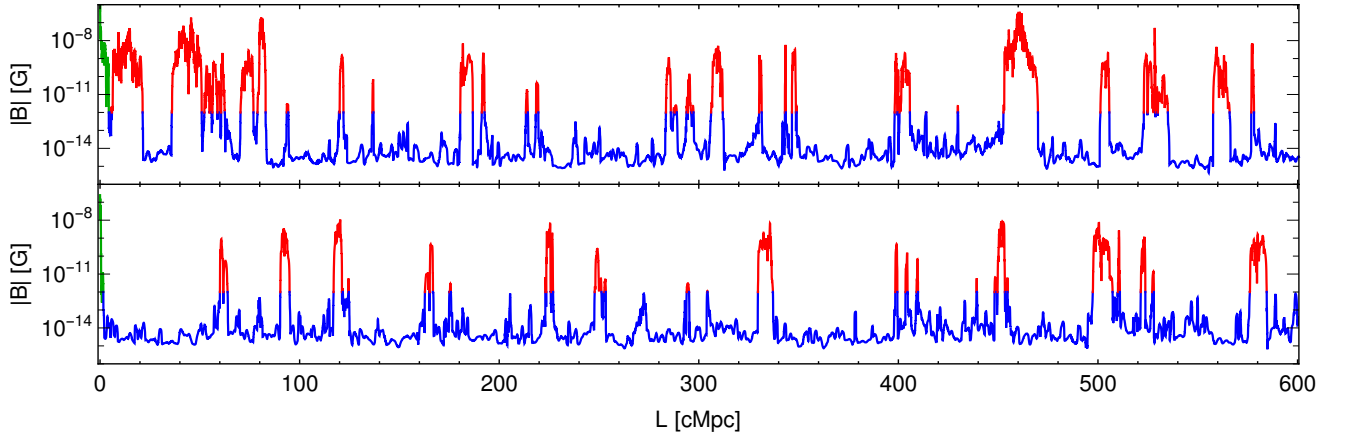


Рис. 29: Примеры профилей магнитного поля вдоль двух ЛЗ длиной 600 Мпк, начинающихся в активных галактических ядрах. На верхней панели показан ЛЗ, начинающийся внутри большого пузыря магнитного поля. На нижней панели показан ЛЗ, начинающийся в небольшом пузыре магнитного поля. Первый пузырь обозначен зеленым цветом, остальные пузыри – красным, пустоты – синим.

каждого из 7 отобранных источников были созданы четыре случайно ориентированных ЛЗ длиной до 600 Мпк. Примеры двух ЛЗ показаны на Рисунке 29.

Для того, чтобы отдельно изучить влияние пузырей и пустот на развитие электромагнитного каскада, мы построили три альтернативных профиля магнитного поля для каждого ЛЗ. Один профиль содержал только пустоты: во всех ячейках, где  $B \geq 10^{-12}$  Гс, мы положили  $B = 0$  Гс. Второй профиль содержал только пузыри: магнитное поле во всех пустотах с  $B < 10^{-12}$  Гс и в первом пузыре вокруг источника было задано равным  $B = 0$  Гс. Последний профиль содержал только пузырь магнитного поля вокруг источника излучения: магнитные поля везде за пределами первого пузыря были установлены равными  $B = 0$  Гс. Чтобы избежать влияния случайных флуктуаций магнитного поля, мы определили границу первого пузыря как точку, начиная с которой напряженность магнитного поля ниже  $10^{-12}$  Гс на расстоянии не менее  $L_b = 300$  кпк.

Для моделирования распространения гамма-квантов от источника к наблюдателю для каждого профиля магнитного поля использовалась Монте-Карло программа расчета электромагнитных каскадов CRbeam [161]. В качестве моде-

ли МФИ была использована модель [2]. Были исследованы несколько возможных моделей спектра источника. Спектр испускания источника всегда представлял собой степенной закон с завалом  $dN/dE \propto E^{-\Gamma} \exp(-E/E_{\text{cut}})$ . Наклон спектра был равен  $\Gamma = 1.7$ . Энергия завала  $E_{\text{cut}}$ , наоборот, была свободным параметром. Другим свободным параметром было расстояние до наблюдателя  $D_s$ , задающее красное смещение источника  $z$ . Было исследовано пространство параметров  $E_{\text{cut}}$  в диапазоне 1-100 ТэВ при  $0.025 < z < 0.15$ .

#### 4.4.1 Обсуждение результатов

Полученные в результате моделирования спектры первичного и вторичного излучения показаны на Рисунках 30, 31 и 32. Рисунки соответствуют трем типам профилей магнитного поля и четырем различным вариантам выбора параметров источника: близкий источник с завалом спектра на низкой энергии, близкий источник с завалом спектра на высокой энергии, далекий источник с завалом спектра на низкой энергии и далекий источник с завалом спектра на высокой энергии.

Из Рисунков видно, что влияние ВМП в пустотах на вторичный сигнал (Рисунок 30) сильно отличается от влияния магнитных полей пузырей (Рисунки 31 и 32). ВМП в пустотах приводит к подавлению вторичного излучения при  $E < 100$  ГэВ. Такое влияние на вторичное излучение соответствует тому, что поле в пустотах достаточно слабое ( $B \approx 10^{-14}$  Гс) [167, 168].

Качественно иное влияние на вторичный поток оказывают пузыри магнитного поля. Высокая напряженность магнитного поля в пузырях ( $B > 10^{-12}$  Гс) приводит к сильному отклонению образующихся в пузырях заряженных частиц и подавлению вторичного потока гамма-квантов во всем диапазоне энергий. Это изменяет общую нормировку вторичного излучения, но не влияет на его форму.

Подавление вторичного потока пузырями магнитного потока складывается из подавления в первом пузыре (в котором находится источник) и во всех остальных пузырях на луче зрения. Относительный вклад в подавление перво-

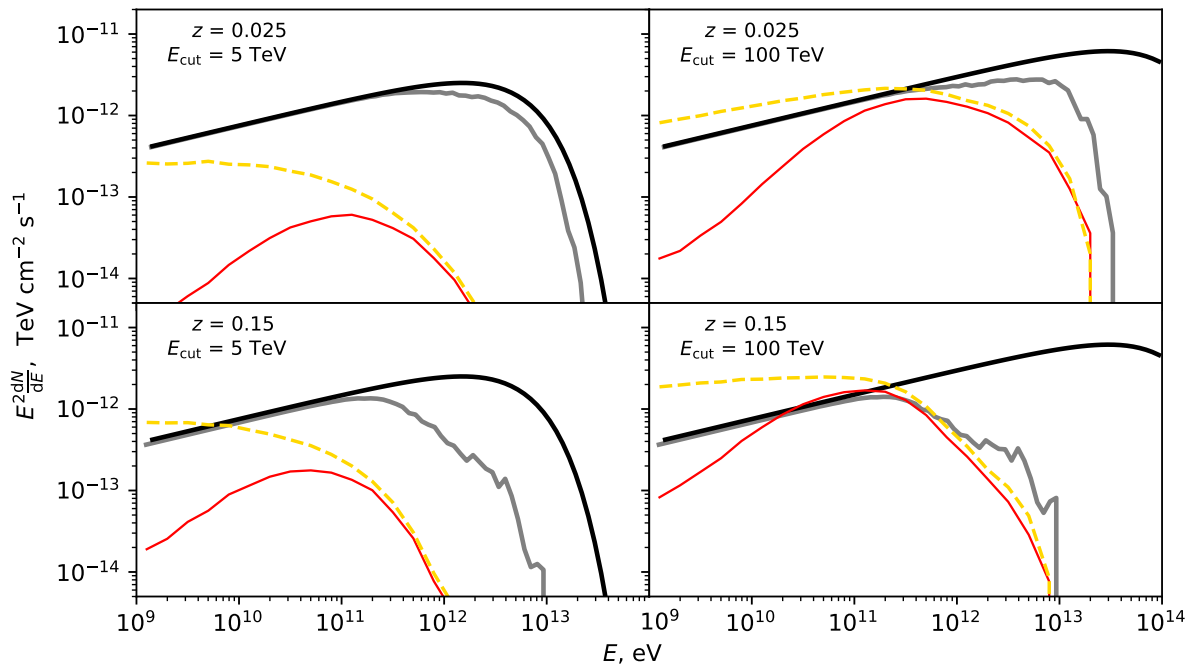


Рис. 30: Первичный и вторичный спектры гамма-излучения для профиля магнитного поля, содержащего только пустоты (учитываются только области с  $B \leq 10^{-12}$  Гс). Различные панели представляют разные параметры источника. Сплошные черные и серые линии – собственный и наблюдаемый первичный спектр источника. Пунктирные желтые линии показывают поток каскадного излучения для нулевого магнитного поля вдоль всего ЛЗ. Сплошные красные линии показывают вторичный поток с ненулевым магнитным полем в пустотах.

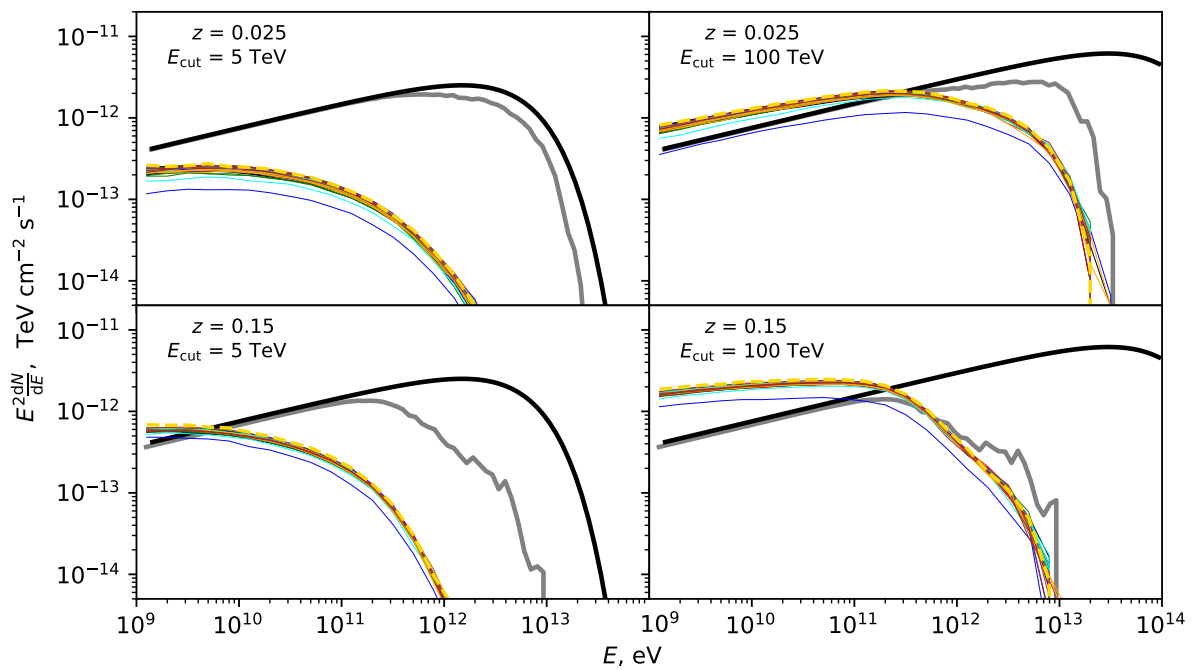


Рис. 31: Спектр первичного и вторичного излучения. Обозначения такие же, как на Рисунке 30, но используется профиль магнитного поля, содержащий все пузыри магнитного поля, кроме первого. Цветные линии соответствуют различным ЛЗ.



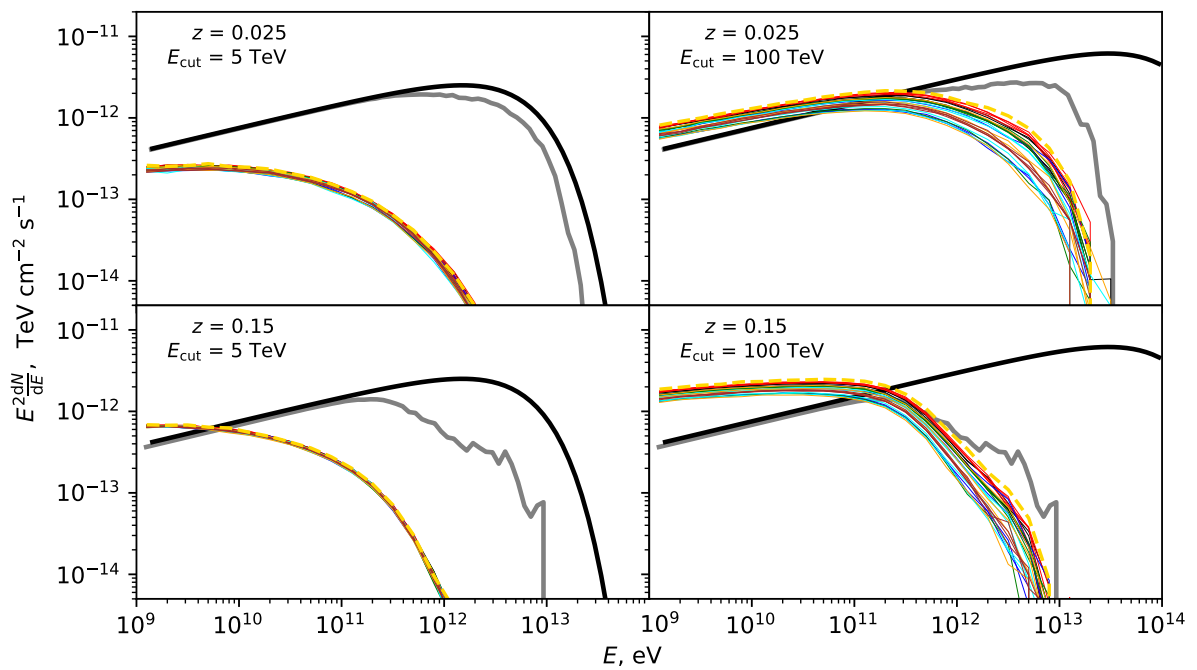


Рис. 32: Спектр первичного и вторичного излучения. Обозначения такие же, как на Рисунке 30, но используется профиль магнитного поля, содержащий только первый пузырь магнитного поля. Цветные линии соответствуют различным ЛЗ.

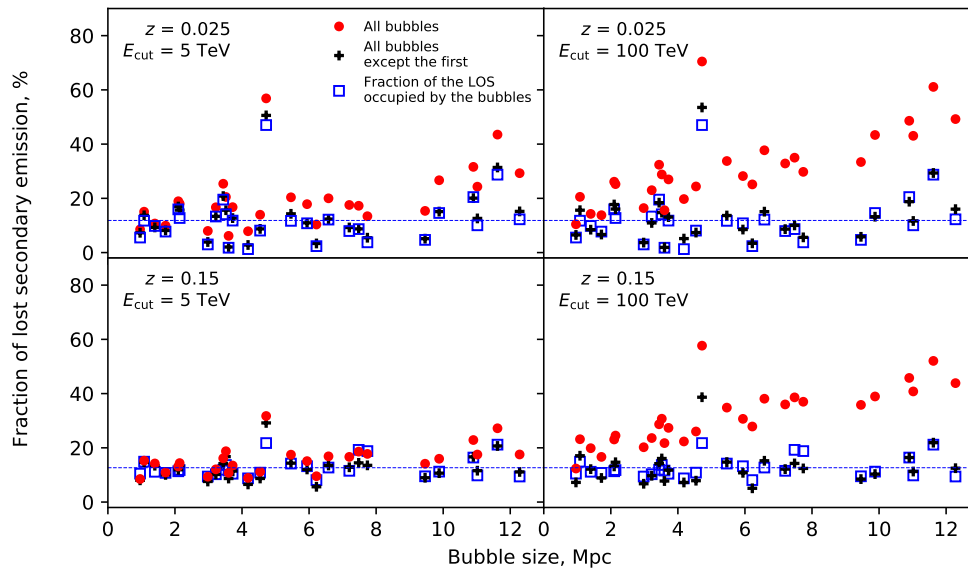


Рис. 33: Уровень подавления вторичного потока в диапазоне энергий 1-10 ГэВ, в зависимости от размера первого пузыря магнитного поля. Красные кружки показывают долю потока, которая подавляется всеми пузырями магнитного поля. Черные кресты и синие квадраты показывают долю потока, которая подавляется всеми пузырями, за исключением первого и линейную долю ЛЗ, которая занята пузырями. Синей пунктирной горизонтальной линией отмечена средняя линейная доля ЛЗ, занятая пузырями.

го пузыря и всех остальных зависит от свойств спектра испускания источника. На Рисунке 33 показан процент потерянного вторичного потока в зависимости от размера первого пузыря.

Подавление всеми пузырями кроме первого находится на уровне 5-20% и не зависит ни от расстояния до источника, ни от энергии завала спектра. В этом случае фактор подавления хорошо описывается долей длины луча зрения, занимаемой намагниченными пузырями.

Для одного луча на Рисунке 33 подавление составило 60%, несмотря на умеренный диаметр (5 Мпк) первого пузыря. Причина такого сильного подавления показана на Рисунке 29. В этом случае ЛЗ проходит через крупную нитевидную систему намагниченных пузырей, занимающих более половины первых 100 Мпк.

Первый пузырь магнитного поля практически не влияет на поток вторич-

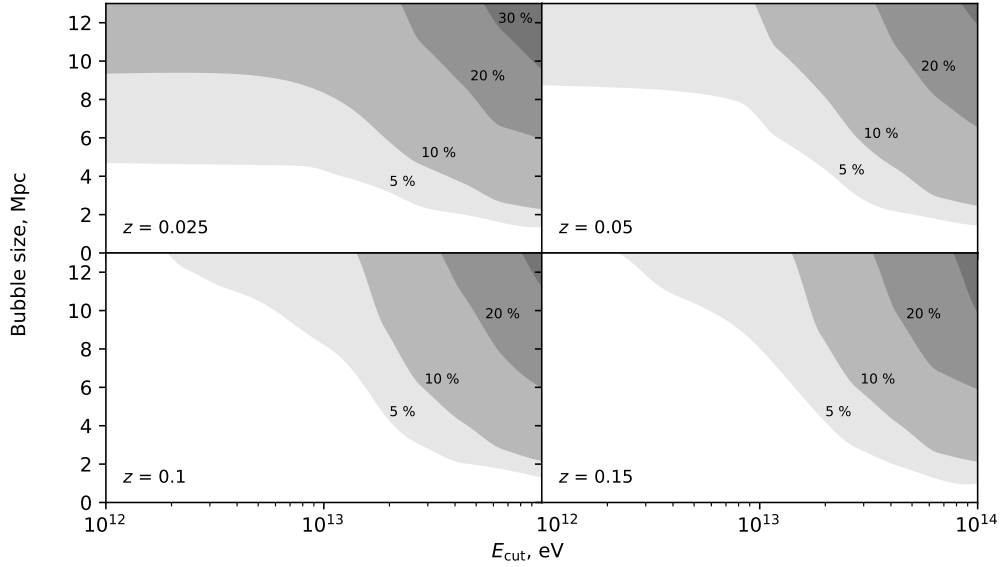


Рис. 34: Доля вторичного потока в диапазоне энергий 1–10 ГэВ, подавляемая в первом пузыре, в зависимости от энергии завала спектра источника и размера пузыря.

ного излучения, если энергия завала спектра  $E_{\text{cut}}$  мала. Если энергия завала повышается, увеличивается подавление в первом пузыре. В этом случае длина свободного пробега  $D_{\text{mfp}}(E_{\text{cut}})$  гамма-квантов с энергией  $E_{\text{cut}}$  может стать меньше размера первого пузыря, поэтому значительная часть первичных гамма-квантов может поглотиться внутри первого пузыря. Как показано на Рисунке 33, этот эффект значительно увеличивает долю потерянного вторичного излучения. Эффект немного ослабляется для более удаленных источников из-за дополнительного вклада во вторичный поток в результате более длинного пути до наблюдателя. Для близких источников с высокой энергией завала спектра потери в первом пузыре могут превышать 30%. Диапазон параметров источника, при которых потери в первом пузыре значительны, показан на Рисунке 34.

Исходя из проведенного анализа, можно заключить, что для большинства значений параметров источника, присутствие пузырей магнитного поля вызывает слабое подавление вторичного потока гамма-квантов на уровне 10%. В связи с этим, необходимо учитывать намагниченные пузыри как дополнительный источник систематических неопределенностей при анализе ВМП в пустотах

методами гамма-астрономии.

## 4.5 Выводы к четвертой главе

В настоящей главе были исследованы возможности детектирования сильных внегалактических магнитных полей телескопом СТА. Было показано, что блазар Mrk 501 является наиболее подходящим кандидатом для исследования магнитных полей с напряженностью в диапазоне  $10^{-12}$  Гс –  $10^{-11}$  Гс. Также было показано, что источники Mrk 421, Mrk 501 и 1ES 1959+650 могут быть использованы для обнаружения внегалактических магнитных полей с большой корреляционной длиной.

С другой стороны, был исследован вопрос о влиянии пузырей магнитного поля вокруг галактик и скоплений галактик на интенсивность каскадного излучения. Было установлено, что типичные пузыри магнитного поля, соответствующие модели IllustrisTNG, вызывают энергонезависимое подавление потока вторичных гамма-квантов на уровне около 10%.

## Заключение

Данная диссертация посвящена построению новой модели межгалактического фонового излучения и исследованию проявлений аксионоподобных частиц и внегалактических магнитных полей в высокоэнергичных спектрах далеких источников.

Была построена новая, гибкая модель МФИ. Преимуществом данной модели является то, что она позволяет модифицировать параметры, лежащие в ее основе. С помощью метода Монте-Карло марковских цепей на основе данной модели были установлены ограничения на астрофизические параметры, отвечающие за формирование МФИ, в том числе на скорость звездообразования. Также было показано, известные на данный момент наблюдения не противоречат наличию в спектре МФИ дополнительной узкой спектральной компоненты. Показана возможность обнаружения такой добавки в спектре МФИ с помощью измерений спектров блазаров телескопом СТА.

Было рассмотрено влияние аксионоподобных частиц на высокоэнергичные спектры блазаров. С одной стороны, на основе наблюдений блазара 1ES 1218 + 304 были установлены ограничения на константу взаимодействия с фотонами АПЧ с массой в области 1 эВ. С другой стороны была исследована известная проблема “аномальной прозрачности” Вселенной для фотонов высоких энергий. Было установлено, что значимость данного эффекта ниже, чем сообщалось ранее, и составляет  $1.9\sigma$  для модели МФИ [12] и  $1.3\sigma$  для наиболее консервативной модели МФИ Гилмора и др. [2].

Исследования электромагнитных каскадов существенно опираются на численное моделирование с помощью Монте-Карло программы. В диссертации было проведено подробное сравнение трех наиболее популярных программ моделирования электромагнитных каскадов, CRProa, ELMAG и CRbeam. В результате сравнения в реализациях программ были обнаружены неточности, часть из которых была устранена. Полученные оценки точности Монте-Карло про-

грамм могут быть использованы для построения детальных предсказаний по результатам наблюдений СТА.

Были проведены расчеты чувствительности телескопа СТА к сильным внегалактическим магнитным полям. Было показано, что наблюдения блазара Mrk 501 могут помочь детектировать сильные первичные магнитные поля с напряженностью в области  $10^{-12}$  Гс –  $10^{-11}$  Гс. Актуальность данной проблемы возрастает, так как на данный момент существует несколько независимых указаний на существование первичных магнитных полей с напряженностью в указанном диапазоне.

Разработанные в данной диссертации идеи и предсказания получают существенное развитие после запуска телескопа СТА.

Автор выражает огромную благодарность своим научным руководителям Григорию Игоревичу Рубцову и Дмитрию Викторовичу Семикозу, которые оказывали научную и моральную поддержку на протяжении всей работы.

Большое спасибо Андрею Юрьевичу Неронову и Сергею Вадимовичу Троицкому за интересные и плодотворные обсуждения многих научных проблем.

Мне бы хотелось выразить благодарность своим соавторам Кириллу Бондаренко, Алексею Боярскому, Олегу Калашеву, Гийому Лаво, Мариусу Ремси и Анастасии Соколовой без которых многие из работ, ставших частью диссертации не были бы опубликованы.

Автор очень признателен Анне Бреевой, Сергею Демидову, Елене Московцевой и Эмину Нугаеву за техническую помощь в подготовке диссертации, коллективу отдела теоретической физики ИЯИ РАН за доброжелательную и дружную атмосферу, помогающую научной работе, а также своим друзьям Игорю Краснову и Андрею Попеску.

Хочется отдельно поблагодарить свою жену Гульнур и родителей, чья поддержка и бесконечное терпение придавали мне сил.

## Список сокращений

АПЧ – аксионоподобные частицы

ВМП – внегалактические магнитные поля

ЛЗ – луч зрения

МКМЦ – метод Монте-Карло марковских цепей

МФИ – межгалактическое фоновое излучение

НФМ – начальная функция масс

ОКР – обратное комптоновское рассеяние

РИ – реликтовое излучение

ФСЗ – функция скорости звездообразования

BLL – лацертиды (объекты типа BL Lacertae)

СТА – Cherenkov Telescope Array

Fermi LAT – Fermi Large Area Telescope

FSRQ – flat-spectrum radio quasars (радиоквазары с плоским спектром)

HAWC – High-Altitude Water Cherenkov Observatory

HESS – High Energy Stereoscopic System

MAGIC – Major Atmospheric Gamma-ray Imaging Cherenkov Telescope

VERITAS – Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System

## Список публикаций

- [1] Alberto Franceschini, Giulia Rodighiero и Mattia Vaccari. “The extragalactic optical-infrared background radiations, their time evolution and the cosmic photon-photon opacity”. в: *Astron. Astrophys.* (2008) 487, с. 837. arXiv: [0805.1841 \[astro-ph\]](#).
- [2] R. C. Gilmore и др. “Semi-analytic modeling of the EBL and consequences for extragalactic gamma-ray spectra”. в: *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* (2012) 422, с. 3189. arXiv: [1104.0671 \[astro-ph.CO\]](#).
- [3] A. Neronov и др. “Very high-energy  $\gamma$ -ray emission from high-redshift blazars”. в: *Astron. Astrophys.* (2015) 575, A21, A21. arXiv: [1207.1962 \[astro-ph.HE\]](#).
- [4] D. Horns и M. Meyer. “Indications for a pair-production anomaly from the propagation of VHE gamma-rays”. в: *JCAP* (2012) 1202, с. 033. arXiv: [1201.4711 \[astro-ph.CO\]](#).
- [5] G. I. Rubtsov и S. V. Troitsky. “Breaks in gamma-ray spectra of distant blazars and transparency of the Universe”. в: *JETP Lett.* (2014) 100.6. [Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz.100,no.6,397(2014)], с. 355—359. arXiv: [1406.0239 \[astro-ph.HE\]](#).
- [6] A. Neronov и Dmitry V. Semikoz. “A method of measurement of extragalactic magnetic fields by TeV gamma ray telescopes”. в: *JETP Lett.* (2007) 85, с. 473—477. arXiv: [astro-ph/0604607](#).
- [7] A. Elyiv, A. Neronov и D. V. Semikoz. “Gamma-ray induced cascades and magnetic fields in the intergalactic medium”. в: *Phys. Rev. D* (2009) 80.2, 023010, с. 023010. arXiv: [0903.3649 \[astro-ph.CO\]](#).
- [8] A. Neronov и D. V. Semikoz. “Sensitivity of  $\gamma$ -ray telescopes for detection of magnetic fields in the intergalactic medium”. в: *Phys. Rev. D* (2009) 80.12, 123012, с. 123012. arXiv: [0910.1920 \[astro-ph.CO\]](#).



- [9] A. Neronov и др. “Degree-scale GeV “Jets” from Active and Dead TeV Blazars”. в: *Astrophys. J. Lett.* (2010) 719.2, с. L130—L133. arXiv: [1002.4981 \[astro-ph.HE\]](#).
- [10] Andrii Neronov и Ievgen Vovk. “Evidence for Strong Extragalactic Magnetic Fields from Fermi Observations of TeV Blazars”. в: *Science* (2010) 328.5974, с. 73. arXiv: [1006.3504 \[astro-ph.HE\]](#).
- [11] Ie. Vovk и др. “Fermi/LAT Observations of 1ES 0229+200: Implications for Extragalactic Magnetic Fields and Background Light”. в: *Astrophys. J. Lett.* (2012) 747.1, L14, с. L14. arXiv: [1112.2534 \[astro-ph.CO\]](#).
- [12] A. A. Korochkin и G. I. Rubtsov. “Constraining the star formation rate with the extragalactic background light”. в: *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* (2018) 481.1, с. 557—565. arXiv: [1712.06579](#).
- [13] Alexander Korochkin, Grigory Rubtsov и Sergey Troitsky. “Search for anomalous features in gamma-ray blazar spectra corrected for the absorption on the extragalactic background light”. в: *JCAP* (2019) 1912.12, с. 002. arXiv: [1810.03443 \[astro-ph.HE\]](#).
- [14] A. Korochkin, A. Neronov и D. Semikoz. “Search for spectral features in extragalactic background light with gamma-ray telescopes”. в: *Astron. Astrophys.* (2020) 633, A74. arXiv: [1906.12168 \[astro-ph.HE\]](#).
- [15] A. Korochkin, A. Neronov и D. Semikoz. “Search for decaying eV-mass axion-like particles using gamma-ray signal from blazars”. в: *JCAP* (2020) 03, с. 064. arXiv: [1911.13291 \[hep-ph\]](#).
- [16] Alexander Korochkin и др. “Sensitivity reach of gamma-ray measurements for strong cosmological magnetic fields”. в: *Astrophys. J.* (2021) 906.2, с. 116. arXiv: [2007.14331 \[astro-ph.CO\]](#).

- [17] Alexander Korochkin и др. “Detectability of large correlation length inflationary magnetic field with Cherenkov telescopes”. в: (нояб. 2021). arXiv: [2111.10311 \[astro-ph.HE\]](#).
- [18] Alexander Korochkin и др. “Sensitivity of the gamma-ray method for strong primordial magnetic fields”. в: *PoS* (2021) ICRC2021, с. 919.
- [19] Kyrylo Bondarenko и др. “Account of baryonic feedback effect in the  $\gamma$ -ray measurements of intergalactic magnetic fields”. в: (июнь 2021). arXiv: [2106.02690 \[astro-ph.CO\]](#).
- [20] Oleg Kalashev и др. “Modelling of propagation of very-high-energy gamma rays with CRbeam code. Comparison with CRPropa and ELMAG codes”. в: *submitted to Astron. Astrophys.* (). arXiv: [2201.03996 \[astro-ph.HE\]](#).
- [21] Ryan C. Keenan и др. “The Resolved Near-Infrared Extragalactic Background”. в: *Astrophys. J.* (2010) 723, с. 40—46. arXiv: [1008.4216 \[astro-ph.CO\]](#).
- [22] Piero Madau и Lucia Pozzetti. “Deep galaxy counts, extragalactic background light, and the stellar baryon budget”. в: *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* (2000) 312, с. L9. arXiv: [astro-ph/9907315 \[astro-ph\]](#).
- [23] Rebecca A. Bernstein. “The Optical Extragalactic Background Light: Revisions and Further Comments”. в: *The Astrophysical Journal* (2007) 666.2, с. 663. URL: <http://stacks.iop.org/0004-637X/666/i=2/a=663>.
- [24] Shuji Matsuura и др. “New Spectral Evidence of an Unaccounted Component of the Near-infrared Extragalactic Background Light from the CIBER”. в: *Astrophys. J.* (2017) 839, с. 7. arXiv: [1704.07166 \[astro-ph.GA\]](#).
- [25] K. Mattila и др. “Extragalactic background light: a measurement at 400 nm using dark cloud shadow - II. Spectroscopic separation of the dark cloud’s light, and results”. в: *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* (2017) 470, с. 2152—2169. arXiv: [1705.10790](#).

- [26] Piero Madau, Lucia Pozzetti и Mark Dickinson. “The Star formation history of field galaxies”. в: *Astrophys. J.* (1998) 498, с. 106. arXiv: [astro-ph/9708220](#) [[astro-ph](#)].
- [27] Tanja M. Kneiske, Karl Mannheim и Dieter H. Hartmann. “Implications of cosmological gamma-ray absorption - I. evolution of the metagalactic radiation field”. в: *Astron. Astrophys.* (2002) 386, с. 1. arXiv: [astro-ph/0202104](#) [[astro-ph](#)].
- [28] A. Dominguez и др. “Extragalactic Background Light Inferred from AEGIS Galaxy SED-type Fractions”. в: *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* (2011) 410, с. 2556. arXiv: [1007.1459](#) [[astro-ph.CO](#)].
- [29] Floyd W. Stecker, Sean T. Scully и Matthew A. Malkan. “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”. в: *Astrophys. J.* (2016) 827.1, с. 6. arXiv: [1605.01382](#) [[astro-ph.HE](#)].
- [30] S. Abdollahi и др. “A gamma-ray determination of the Universe’s star formation history”. в: *Science* (2018) 362.6418, с. 1031–1034. arXiv: [1812.01031](#) [[astro-ph.HE](#)].
- [31] P. A. R. Ade и др. “Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters”. в: *Astron. Astrophys.* (2016) 594, A13. arXiv: [1502.01589](#) [[astro-ph.CO](#)].
- [32] Gilles Chabrier. “Galactic stellar and substellar initial mass function”. в: *Publ. Astron. Soc. Pac.* (2003) 115, с. 763–796. arXiv: [astro-ph/0304382](#) [[astro-ph](#)].
- [33] Jarrod R. Hurley, Onno R. Pols и Christopher A. Tout. “Comprehensive analytic formulae for stellar evolution as a function of mass and metallicity”. в: *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* (2000) 315, с. 543. arXiv: [astro-ph/0001295](#) [[astro-ph](#)].

- [34] S. Charlot и S. M. Fall. “A Simple Model for the Absorption of Starlight by Dust in Galaxies”. в: *Astrophys. J.* (авг. 2000) 539, с. 718—731. eprint: [astro-ph/0003128](#).
- [35] J. R. Martinez-Galarza и др. “Infrared Emission by Dust Around lambda Bootis Stars: Debris Disks or Thermally Emitting Nebulae?” в: *Astrophys. J.* (2009) 694, с. 165—173. arXiv: [0812.2198 \[astro-ph\]](#).
- [36] Daniella Calzetti и др. “The Dust content and opacity of actively star-forming galaxies”. в: *Astrophys. J.* (2000) 533, с. 682—695. arXiv: [astro-ph/9911459 \[astro-ph\]](#).
- [37] Stephen K. Andrews и др. “Modelling the cosmic spectral energy distribution and extragalactic background light over all time”. в: *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* (2018) 474.1, с. 898—916. arXiv: [1710.11329 \[astro-ph.GA\]](#).
- [38] Alberto Franceschini и Giulia Rodighiero. “The extragalactic background light revisited and the cosmic photon-photon opacity”. в: *Astron. Astrophys.* (2017) 603, A34. arXiv: [1705.10256 \[astro-ph.HE\]](#).
- [39] Norman Murray. “Star Formation Efficiencies and Lifetimes of Giant Molecular Clouds in the Milky Way”. в: *Astrophys. J.* (2011) 729, с. 133. arXiv: [1007.3270 \[astro-ph.GA\]](#).
- [40] C. Kevin Xu и др. “Number counts of GALEX sources in FUV (1530A) and NUV (2310A) bands”. в: *Astrophys. J.* (2005) 619, с. L11—L14. arXiv: [astro-ph/0411317 \[astro-ph\]](#).
- [41] G. G. Fazio и др. “Number counts at  $3 < \lambda < 10$  um from the Spitzer Space Telescope”. в: *Astrophys. J. Suppl.* (2004) 154, с. 39—43. arXiv: [astro-ph/0405595 \[astro-ph\]](#).
- [42] Matthieu Bethermin и др. “Spitzer Deep and Wide Legacy Mid- and Far-Infrared Number Counts and Lower Limits of Cosmic Infrared Background”. в: *Astron. Astrophys.* (2010) 512, A78. arXiv: [1001.0896 \[astro-ph.CO\]](#).

- [43] David T. Frayer и др. “Spitzer 70-micron Source Counts in GOODS-North”. в: *Astrophys. J.* (2006) 647, с. L9—L12. arXiv: [astro-ph/0606676 \[astro-ph\]](#).
- [44] Ranga-Ram Chary и др. “The Nature of faint 24 micron sources seen in Spitzer observations of ELAIS-N1”. в: *Astrophys. J. Suppl.* (2004) 154, с. 80—86. arXiv: [astro-ph/0406386 \[astro-ph\]](#).
- [45] Herve Dole и др. “The cosmic infrared background resolved by spitzer. contributions of mid-infrared galaxies to the far-infrared background”. в: *Astron. Astrophys.* (2006) 451, с. 417—429. arXiv: [astro - ph / 0603208 \[astro-ph\]](#).
- [46] S. Berta и др. “Dissecting the cosmic infra-red background with Herschel/PEP”. в: *Astron. Astrophys.* (июль 2010) 518, L30, с. L30. arXiv: [1005.1073](#).
- [47] M. J. Devlin. “Over half of the far-infrared background light comes from galaxies at  $z > 1.2$ ”. в: *Nature* (2009) 458, с. 737.
- [48] M. Béthermin и др. “HerMES: deep number counts at 250  $\mu\text{m}$ , 350  $\mu\text{m}$  and 500  $\mu\text{m}$  in the COSMOS and GOODS-N fields and the build-up of the cosmic infrared background”. в: *Astron. Astrophys.* (июнь 2012) 542, A58, A58. arXiv: [1203.1925](#).
- [49] Y. Matsuoka и др. “Cosmic Optical Background: The View from Pioneer 10/11”. в: *Astrophys. J.* (авг. 2011) 736, 119, с. 119. arXiv: [1106.4413](#).
- [50] D. J. Fixsen и др. “The Spectrum of the extragalactic far infrared background from the COBE FIRAS observations”. в: *Astrophys. J.* (1998) 508, с. 123. arXiv: [astro-ph/9803021 \[astro-ph\]](#).
- [51] L. R. Levenson, E. L. Wright и B. D. Johnson. “DIRBE Minus 2MASS: Confirming the CIRB in 40 New Regions at 2.2 and 3.5 Microns”. в: *Astrophys. J.* (2007) 666, с. 34—44. arXiv: [0704.1498 \[astro-ph\]](#).

- [52] L. Cambresy и др. “The cosmic infrared background at 1.25 microns and 2.2 microns using dirbe and 2mass: a contribution not due to galaxies ?” в: *Astrophys. J.* (2001) 555, с. 563—571. arXiv: [astro-ph/0103078](#) [[astro-ph](#)].
- [53] L. R. Levenson и E. L. Wright. “Probing the 3.6 Micron CIRB with Spitzer in 3 DIRBE Dark Spots”. в: *Astrophys. J.* (2008) 683, с. 585—596. arXiv: [0802.1239](#) [[astro-ph](#)].
- [54] V. Gorjian, E. L. Wright и R. R. Chary. “Tentative detection of the cosmic infrared background at 2.2 and 3.5 microns using ground based and space based observations”. в: *Submitted to: Astrophys. J.* (1999). arXiv: [astro-ph/9909428](#) [[astro-ph](#)].
- [55] S. Matsuura и др. “Detection of the Cosmic Far-infrared Background in AKARI Deep Field South”. в: *Astrophys. J.* (авг. 2011) 737, 2, с. 2. arXiv: [1002.3674](#).
- [56] David J. Schlegel, Douglas P. Finkbeiner и Marc Davis. “Maps of dust IR emission for use in estimation of reddening and CMBR foregrounds”. в: *Astrophys. J.* (1998) 500, с. 525. arXiv: [astro-ph/9710327](#) [[astro-ph](#)].
- [57] Edward L. Wright. “COBE observations of the cosmic infrared background”. в: *New Astron. Rev.* (2004) 48, с. 465—468. arXiv: [astro-ph/0306058](#).
- [58] Kohji Tsumura и др. “Low-Resolution Spectrum of the Extragalactic Background Light with AKARI InfraRed Camera”. в: *Publ. Astron. Soc. Jap.* (2013) 65, с. 121. arXiv: [1307.6740](#) [[astro-ph.CO](#)].
- [59] T. Matsumoto и др. “Reanalysis of the near-infrared extragalactic background light based on the IRTS Observations”. в: *Astrophys. J.* (2015) 807.1, с. 57. arXiv: [1501.01359](#) [[astro-ph.GA](#)].
- [60] K. Sano и др. “Derivation of a large isotropic diffuse sky emission component at 1.25 and 2.2um from the COBE/DIRBE data”. в: *Astrophys. J.* (2015) 811.2, с. 77. arXiv: [1508.02806](#) [[astro-ph.GA](#)].

- [61] K. Sano и др. “Measurements of Diffuse Sky Emission Components in High Galactic Latitudes at 3.5 and 4.9  $\mu\text{m}$  Using DIRBE and *WISE* Data”. В: *Astrophys. J.* (2016) 818.1, с. 72. arXiv: [1512.08072 \[astro-ph.GA\]](#).
- [62] V. A. Acciari и др. “Measurement of the extragalactic background light using MAGIC and Fermi-LAT gamma-ray observations of blazars up to  $z = 1$ ”. В: *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* (2019) 486.3, с. 4233–4251. arXiv: [1904.00134 \[astro-ph.HE\]](#).
- [63] A. Abramowski и др. “Measurement of the extragalactic background light imprint on the spectra of the brightest blazars observed with H.E.S.S.”. В: *Astron. Astrophys.* (2013) 550, A4. arXiv: [1212.3409 \[astro-ph.HE\]](#).
- [64] S. Abdollahi и др. “A gamma-ray determination of the Universe’s star formation history”. В: *Science* (2018) 362.6418, с. 1031–1034. arXiv: [1812.01031 \[astro-ph.HE\]](#).
- [65] J. Aleksić и др. “Insights into the emission of the blazar 1ES 1011+496 through unprecedented broadband observations during 2011 and 2012”. В: *Astron. Astrophys.* (2016) 591, A10. arXiv: [1603.06776 \[astro-ph.HE\]](#).
- [66] J. Aleksić и др. “Discovery of VHE gamma-rays from the blazar 1ES 1215+303 with the MAGIC Telescopes and simultaneous multi-wavelength observations”. В: *Astron. Astrophys.* (2012) 544, A142. arXiv: [astro-ph/1203.0490 \[astro-ph\]](#).
- [67] Arun S. Madhavan. “VERITAS Long-Term Observations of Hard Spectrum Blazars”. В: 2013. arXiv: [1307.7051 \[astro-ph.HE\]](#).
- [68] E. Aliu и др. “Multiwavelength observations and modeling of 1ES 1959+650 in a low flux state”. В: *Astrophys. J.* (2013) 775, с. 3. arXiv: [1307.6772 \[astro-ph.HE\]](#).

- [69] V.A. Acciari и др. “Detection of persistent VHE gamma-ray emission from PKS 1510-089 by the MAGIC telescopes during low states between 2012 and 2017”. в: *Astron. Astrophys.* (2018) 619, A159. arXiv: [1806.05367 \[astro-ph.HE\]](#).
- [70] F. Acero и др. “PKS 2005-489 at VHE: Four Years of Monitoring with HESS and Simultaneous Multi-wavelength Observations”. в: *Astron. Astrophys.* (2010) 11, A52. arXiv: [astro-ph/0911.2709 \[astro-ph\]](#).
- [71] A. Abramowski и др. “VHE gamma-ray emission of PKS 2155-304: spectral and temporal variability”. в: *Astron. Astrophys.* (2010) 520, A83. arXiv: [astro-ph/1005.3702 \[astro-ph\]](#).
- [72] The Fermi-LAT collaboration. “Fermi Large Area Telescope Fourth Source Catalog”. в: *arXiv e-prints* (февр. 2019), arXiv:1902.10045, arXiv:1902.10045. arXiv: [1902.10045 \[astro-ph.HE\]](#).
- [73] M. L. Ahnen и др. “MAGIC observations of the February 2014 flare of 1ES 1011+496 and ensuing constraint of the EBL density”. в: *Astron. Astrophys.* (2016) 590, A24. arXiv: [1602.05239 \[astro-ph.HE\]](#).
- [74] Kazunori Kohri, Takeo Moroi и Kazunori Nakayama. “Can decaying particle explain cosmic infrared background excess?” в: *Physics Letters B* (сент. 2017) 772, с. 628—633. arXiv: [1706.04921 \[astro-ph.CO\]](#).
- [75] Oleg E. Kalashev, Alexander Kusenko и Edoardo Vitagliano. “Cosmic infrared background excess from axionlike particles and implications for multimessenger observations of blazars”. в: *Phys. Rev. D* (январь. 2019) 99.2, 023002, с. 023002. arXiv: [1808.05613 \[hep-ph\]](#).
- [76] Michael R. Santos, Volker Bromm и Marc Kamionkowski. “The contribution of the first stars to the cosmic infrared background”. в: *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* (нояб. 2002) 336.4, с. 1082—1092. arXiv: [astro-ph/0111467 \[astro-ph\]](#).



- [77] Joerg Jaeckel и Andreas Ringwald. “The Low-Energy Frontier of Particle Physics”. в: *Annual Review of Nuclear and Particle Science* (нояб. 2010) 60, с. 405—437. arXiv: [1002.0329 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/1002.0329).
- [78] Peter W. Graham и др. “Experimental Searches for the Axion and Axion-Like Particles”. в: *Annual Review of Nuclear and Particle Science* (окт. 2015) 65, с. 485—514. arXiv: [1602.00039 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1602.00039).
- [79] R. D. Peccei и Helen R. Quinn. “CP Conservation in the Presence of Pseudoparticles”. в: *Phys. Rev. Lett.* (25 ИЮНЬ 1977) 38, с. 1440—1443. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.38.1440>.
- [80] Steven Weinberg. “A New Light Boson?” в: *Phys. Rev. Lett.* (4 ЯНВ. 1978) 40, с. 223—226. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.40.223>.
- [81] F. Wilczek. “Problem of Strong  $P$  and  $T$  Invariance in the Presence of Instantons”. в: *Phys. Rev. Lett.* (5 ЯНВ. 1978) 40, с. 279—282. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.40.279>.
- [82] Jihn E. Kim. “Weak-Interaction Singlet and Strong CP Invariance”. в: *Phys. Rev. Lett.* (2 ИЮЛЬ 1979) 43, с. 103—107. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.43.103>.
- [83] M.A. Shifman, A.I. Vainshtein и V.I. Zakharov. “Can confinement ensure natural CP invariance of strong interactions?” в: *Nuclear Physics B* (1980) 166.3, с. 493—506. ISSN: 0550-3213. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0550321380902096>.
- [84] Michael Dine, Willy Fischler и Mark Srednicki. “A simple solution to the strong CP problem with a harmless axion”. в: *Physics Letters B* (1981) 104.3, с. 199—202. ISSN: 0370-2693. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269381905906>.

- [85] A. R. Zhitnitsky. “On Possible Suppression of the Axion Hadron Interactions. (In Russian)”. в: *Sov. J. Nucl. Phys.* (1980) 31. [Yad. Fiz.31,497(1980)], с. 260.
- [86] Arik, M. and others. “Search for Solar Axions by the CERN Axion Solar Telescope with  $^3\text{He}$  Buffer Gas: Closing the Hot Dark Matter Gap”. в: *Phys. Rev. Lett.* (2014) 112.9, с. 091302. arXiv: [1307.1985 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1307.1985).
- [87] Daniel Grin и др. “A Telescope Search for Decaying Relic Axions”. в: *Phys. Rev.* (2007) D75, с. 105018. arXiv: [astro-ph/0611502 \[astro-ph\]](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0611502).
- [88] Paola Arias и др. “WISPy Cold Dark Matter”. в: *JCAP* (2012) 1206, с. 013. arXiv: [1201.5902 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/1201.5902).
- [89] Oscar Straniero и др. “Axion-Photon Coupling: Astrophysical Constraints”. в: *Proceedings, 11th Patras Workshop on Axions, WIMPs and WISPs (Axion-WIMP 2015): Zaragoza, Spain, June 22-26, 2015*. 2015, с. 77—81.
- [90] P. Sikivie. “Experimental Tests of the "Invisible" Axion”. в: *Phys. Rev. Lett.* (16 окт. 1983) 51, с. 1415—1417. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.51.1415>.
- [91] E. et al. Armengaud. “Physics potential of the International Axion Observatory (IAXO)”. в: *JCAP* (ИЮНЬ 2019) 2019.6, 047, с. 047. arXiv: [1904.09155 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/1904.09155).
- [92] M. I. Vysotsky и др. “Some Astrophysical Limitations on Axion Mass”. в: *Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* (1978) 27. [JETP Lett.27,502(1978)], с. 533—536.
- [93] Georg G. Raffelt. “Astrophysical axion bounds diminished by screening effects”. в: *Phys. Rev. D* (4 февр. 1986) 33, с. 897—909. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.33.897>.
- [94] Adrian Ayala и др. “Revisiting the Bound on Axion-Photon Coupling from Globular Clusters”. в: *Phys. Rev. Lett.* (19 нояб. 2014) 113, с. 191302. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.113.191302>.

- [95] Allan Sandage и Robert Wildey. “The Anomalous Color-Magnitude Diagram of the Remote Globular Cluster NGC 7006”. в: *Astrophys. J.* (нояб. 1967) 150, с. 469.
- [96] A. Boyarsky и др. “Constraints on sterile neutrinos as dark matter candidates from the diffuse X-ray background”. в: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* (июль 2006) 370.1, с. 213—218. ISSN: 0035-8711. eprint: <https://academic.oup.com/mnras/article-pdf/370/1/213/3396993/mnras0370-0213.pdf>. URL: <https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2006.10458.x>.
- [97] Planck Collaboration. “Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters”. в: *arXiv e-prints* (июль 2018), arXiv:1807.06209, arXiv:1807.06209. arXiv: [1807.06209](https://arxiv.org/abs/1807.06209) [astro-ph.CO].
- [98] Ryuji Daido, Fuminobu Takahashi и Wen Yin. “The ALP miracle: unified inflaton and dark matter”. в: *JCAP* (2017) 1705.05, с. 044. arXiv: [1702.03284](https://arxiv.org/abs/1702.03284) [hep-ph].
- [99] Ryuji Daido, Fuminobu Takahashi и Wen Yin. “The ALP miracle revisited”. в: *JHEP* (2018) 02, с. 104. arXiv: [1710.11107](https://arxiv.org/abs/1710.11107) [hep-ph].
- [100] M. Colless et al. “The 2dF Galaxy Redshift Survey: Spectra and redshifts”. в: *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* (2001) 328, с. 1039. arXiv: [astro-ph/0106498](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0106498).
- [101] D. H. Jones et al. “The 6dF Galaxy Survey: Final Redshift Release (DR3) and Southern Large-Scale Structures”. в: *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* (2009) 399, с. 683. arXiv: [0903.5451](https://arxiv.org/abs/0903.5451).
- [102] S. P. Wakely и D. Horan. “TeVCat: An online catalog for Very High Energy Gamma-Ray Astronomy”. в: *Proc. 30th International Cosmic Ray Conference* (2004) 3, с. 1341. eprint: [Availableathttp://tevcat.uchicago.edu..](http://tevcat.uchicago.edu..)
- [103] M. Ajello et al. “3FHL: The Third Catalog of Hard Fermi-LAT Sources”. в: *Astrophys. J. Suppl.* (2017) 232, с. 18. arXiv: [1702.00664](https://arxiv.org/abs/1702.00664).

- [104] W. Atwood et al. “Pass 8: Toward the Full Realization of the Fermi-LAT Scientific Potential”. В: (). arXiv: [1303.3514](#).
- [105] M. S. Shaw et al. “Spectroscopy of The Largest Ever Gamma-ray Selected BL Lac Sample”. В: *Astrophys. J.* (2013) 764, с. 135. arXiv: [1301.0323](#).
- [106] M. S. Shaw et al. “Spectroscopy of Broad Line Blazars from 1LAC”. В: *Astrophys. J.* (2012) 748, с. 49. arXiv: [1201.0999](#).
- [107] M. L. Ahnen et al. “Very-high-energy gamma-rays from the Universe’s middle age: detection of the  $z = 0.940$  blazar PKS 1441+25 with MAGIC”. В: *Astrophys. J.* (2015) 815, с. L23. arXiv: [1512.04435](#).
- [108] D. P. Schneider et al. “The Sloan Digital Sky Survey Quasar Catalog. 3. Third data release”. В: *Astron. J.* (2005) 130, с. 367. arXiv: [astro-ph/0503679](#).
- [109] B. A. Peterson et al. “Redshifts of southern radio sources”. В: *Astrophys. J.* (1975) 207, с. L5.
- [110] K. N. Abazajian et al. “The Seventh Data Release of the Sloan Digital Sky Survey”. В: *Astrophys. J. Suppl.* (2009) 182, с. 543. arXiv: [0812.0649](#).
- [111] T. Terzic et al. “First detection of VHE gamma-ray signal from the FSRQ TON 0599”. В: *TeVPA-2018* () 2018. URL: <https://indico.desy.de/indico/event/18204/session/16/contribution/248/material/slides/0.pdf>.
- [112] P. C. Hewett и V. Wild. “Improved redshifts for SDSS quasar spectra”. В: *Mon. Not. Roy. Astron. Soc* (2010) 405, с. 2302. arXiv: [1003.3017](#).
- [113] V. A. Acciari et al. “Discovery of very high energy gamma rays from PKS 1424+240 and multiwavelength constraints on its redshift”. В: *Astrophys. J.* (2010) 708, с. L100. arXiv: [0912.0730](#).
- [114] S. Paiano et al. “On the Redshift of TeV BL Lac Objects”. В: *Astrophys. J.* (2017) 837, с. 144. arXiv: [1701.04305](#).

- [115] E. Aliu et al. “Very-High-Energy Gamma Rays from a Distant Quasar: How Transparent Is the Universe?” В: *Science* (2008) 320, с. 1752. arXiv: [0807.2822](#).
- [116] P. Marziani et al. “Comparative Analysis of the High- and Low-Ionization Lines in the Broad-Line Region of Active Galactic Nuclei”. В: *Astrophys. J. Suppl. Ser.* (1996) 104, с. 37.
- [117] J. Aleksic et al. “MAGIC discovery of VHE Emission from the FSRQ PKS 1222+21”. В: *Astrophys. J.* (2011) 730, с. L8. arXiv: [1101.4645](#).
- [118] D. E. Osterbrock и R. W. Pogge. “Optical spectra of narrow emission line Palomar-Green galaxies”. В: *Astrophys. J.* (1987) 323, с. 108.
- [119] V. A. Acciari et al. “Detection of persistent VHE gamma-ray emission from PKS 1510-089 by the MAGIC telescopes during low states between 2012 and 2017”. В: *Astron. Astrophys.* (2018) 619, A159. arXiv: [1806.05367](#).
- [120] D. J. Thompson, S. Djorgovski и R. de Carvalho. “Spectroscopy of radio sources from the Parkes 2700 MHz survey”. В: *Publ. Astron. Soc. Pacific* (1990) 102, с. 1235.
- [121] F. Schussler et al. “Target of Opportunity Observations of Blazars with H.E.S.S.” В: *PoS ICRC* (2018) 2017, с. 652. arXiv: [1708.01083](#).
- [122] M. Stickel, J. W. Fried и H. Kuehr. “The redshifts of the BL Lac objects 1749+096 and 2254+074”. В: *Astron. Astrophys.* (1988) 191, с. L16.
- [123] S. O’Brien [veritas Collaboration]. “VERITAS detection of VHE emission from the optically bright quasar OJ 287”. В: *PoS ICRC* (2018) 2017, с. 650. arXiv: [1708.02160](#).
- [124] K. Nilsson и др. “H-alpha monitoring of OJ 287 in 2005-08”. В: *Astron. Astrophys.* (2010) 516, A60. arXiv: [1004.2617](#).

- [125] A. Abramowski et al. “Discovery of hard-spectrum  $\gamma$ -ray emission from the BL Lac object 1ES 0414+009”. В: *Astron. Astrophys.* (2012) 538, A103. arXiv: [1201.2044](#).
- [126] J. P. Halpern et al. “The redshift of the X-ray selected BL Lacertae object H0414+009”. В: *Astron. J.* (1991) 101, с. 818.
- [127] F. Gate et al. “H.E.S.S. observations of very-high-energy emission from 1RXS J023832.6–311658”. В: *PoS ICRC* (2018) 2017, с. 645. arXiv: [1708.09612](#).
- [128] M. L. Ahnen et al. “MAGIC observations of the February 2014 flare of 1ES 1011+496 and ensuing constraint of the EBL density”. В: *Astron. Astrophys.* (2016) 590, A24. arXiv: [1602.05239](#).
- [129] J. Albert et al. “Discovery of Very High Energy gamma-rays from 1ES1011+496 at  $z = 0.212$ ”. В: *Astrophys. J.* (2007) 667, с. L21. arXiv: [0706.4435](#).
- [130] A. S. Madhavan [veritas Collaboration]. *VERITAS Long-Term Observations of Hard Spectrum Blazars*. arXiv: [1307.7051](#).
- [131] C. P. Ahn et al. “The Ninth Data Release of the Sloan Digital Sky Survey: First Spectroscopic Data from the SDSS-III Baryon Oscillation Spectroscopic Survey”. В: *Astrophys. J. Suppl.* (2012) 203, с. 21. arXiv: [1207.7137](#).
- [132] A. Abramowski et al. “Multi-wavelength Observations of H 2356–309”. В: *Astron. Astrophys.* (2010) 516, A56. arXiv: [1004.2089](#).
- [133] T. Fang et al. “An HST/COS Observation of Broad Ly $\alpha$  Emission and Associated Absorption Lines of the BL Lacertae Object H 2356-309”. В: *Astrophys. J.* (2014) 795, с. 57. arXiv: [1409.6432](#).
- [134] E. Aliu et al. “A three-year multi-wavelength study of the very-high-energy  $\gamma$ -ray blazar 1ES 0229+200”. В: *Astrophys. J.* (2014) 782, с. 13. arXiv: [1312.6592](#).

- [135] J. F. Schachter et al. “Ten new BL Lacertae objects discovered by an efficient X-ray/radio/optical technique”. В: *Astrophys. J.* (1993) 412, с. 541.
- [136] J. Aleksic et al. “MAGIC detection of short-term variability of the high-peaked BL Lac object 1ES 0806+524”. В: *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* (2015) 451, с. 739. arXiv: [1504.06115](#).
- [137] M. Trichas et al. “The Chandra Multi-Wavelength Project: Optical Spectroscopy and the Broadband Spectral Energy Distributions of X-ray Selected AGN”. В: *Astrophys. J. Suppl.* (2012) 200, с. 17. arXiv: [1204.5148](#).
- [138] J. Aleksic et al. “Discovery of VHE gamma-rays from the blazar 1ES 1215+303 with the MAGIC Telescopes and simultaneous multi-wavelength observations”. В: *Astron. Astrophys.* (2012) 544, A142. arXiv: [1203.0490](#).
- [139] D. Horns et al. “TeV observations of H1426+428 with HEGRA”. В: (2004) 48, с. 387.
- [140] R. M. Plotkin et al. “Optically Selected BL Lacertae Candidates from the Sloan Digital Sky Survey Data Release Seven”. В: *Astron. J.* (2010) 139, с. 390. arXiv: [0911.0423](#).
- [141] A. Abramowski et al. “VHE gamma-ray emission of PKS 2155-304: spectral and temporal variability”. В: *Astron. Astrophys.* (2010) 520, A83. arXiv: [1005.3702](#).
- [142] R. Falomo, J. E. Pesce и A. Treves. “The environment of the BL Lacertae object PKS 2155-304”. В: *Astrophys. J.* (1993) 411, с. L63.
- [143] A. Abramowski et al. “H.E.S.S and Fermi-LAT discovery of gamma rays from the blazar 1ES 1312–423”. В: *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* (2013) 434, с. 1889. arXiv: [1306.3186](#).
- [144] T. A. Rector et al. “The properties of the X-ray-selected EMSS sample of BL Lac objects”. В: *Astron. J.* (2000) 120, с. 1626.

- [145] V. A. Acciari et al. “VERITAS Discovery of  $> 200$ -GeV Gamma-ray Emission from the Intermediate-frequency-peaked BL Lac Object W Comae”. В: *Astrophys. J.* (2008) 684, c. L73. arXiv: [0808.0889](https://arxiv.org/abs/0808.0889).
- [146] F. Aharonian. “Discovery of VHE gamma-rays from the high-frequency-peaked BL Lac object RGB J0152+017”. В: *Astron. Astrophys.* (2008) 481, c. L103. arXiv: [0802.4021](https://arxiv.org/abs/0802.4021).
- [147] S. A. Laurent-Muehleisen et al. “Radio-loud active galaxies in the northern ROSAT all-sky survey. 3. New spectroscopic identifications from the RGB BL Lac survey”. В: *Astrophys. J. Suppl.* (1998) 118, c. 127. arXiv: [astro-ph/9711268](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9711268).
- [148] F. Acero. “PKS 2005-489 at VHE: Four Years of Monitoring with HESS and Simultaneous Multi-wavelength Observations”. В: *Astron. Astrophys.* (2010) 511, A52. arXiv: [0911.2709](https://arxiv.org/abs/0911.2709).
- [149] R. Falomo et al. “The redshift of the BL Lacertae object PKS 2005-489”. В: *Astrophys. J.* (1987) 318, c. L39.
- [150] F. Aharonian et al. “Discovery of VHE gamma-rays from the BL Lac object PKS 0548–322”. В: *Astron. Astrophys.* (2010) 521, A69. arXiv: [1006.5289](https://arxiv.org/abs/1006.5289).
- [151] B. Sbarufatti et al. “Optical spectroscopy of BL Lacertae objects. Broad lines, companion galaxies and redshift lower limits”. В: *Astron. Astrophys.* (2006) 457, c. 35. arXiv: [astro-ph/0605448](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0605448).
- [152] V. Fallah Ramazani et al. “All the MAGIC of extreme blazars”. 2019. URL: [https://agenda.infn.it/event/15975/contributions/32047/attachments/60116/71033/EHBL\\_extreme19\\_V1.pdf](https://agenda.infn.it/event/15975/contributions/32047/attachments/60116/71033/EHBL_extreme19_V1.pdf).
- [153] J. Becerra Gonzalez et al. “Redshift determination of the very high energy gamma-ray extreme blazar PGC 2402248”. В: *Astron. Telegram* (2018) 1162.



- [154] F. Aharonian et al. “Detection of TeV gamma-rays from the BL Lac 1ES 1959+650 in its low states and during a major outburst in 2002”. в: *Astron. Astrophys.* (2003) 406, с. L9.
- [155] S. van Velzen и др. “Radio galaxies of the local universe: all-sky catalog, luminosity functions, and clustering”. в: *Astron. Astrophys.* (2012) 544, A18. arXiv: [1206.0031](#).
- [156] G. Cologna et al. “Spectral characteristics of Mrk 501 during the 2012 and 2014 flaring states”. в: *PoS ICRC* (2016) 2015, с. 761. arXiv: [1509.04458](#).
- [157] M. Stickel, J. W. Fried и H. Kuehr. “The complete sample of 1 Jy BL Lac objects. II - Observational data”. в: *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* (1993) 98, с. 393.
- [158] F. Aharonian et al. “Variations of the TeV energy spectrum at different flux levels of Mkn 421 observed with the HEGRA system of Cherenkov telescopes”. в: *Astron. Astrophys.* (2002) 393, с. 89. arXiv: [astro-ph/0205499](#).
- [159] J. P. Huchra, M. J. Geller и G. Corwin. “The CfA Redshift Survey: Data for the NGP +36 Zone”. в: *Astrophys. J. Suppl.* (1995) 99, с. 391.
- [160] W. H. Press и др. *Numerical recipes in C : the art of scientific computing*. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1992.
- [161] V. Berezhinsky и O. Kalashev. “High energy electromagnetic cascades in extragalactic space: physics and features”. в: *Phys. Rev. D* (2016) 94.2, с. 023007. arXiv: [1603.03989 \[astro-ph.HE\]](#).
- [162] Rafael Alves Batista и др. “CRPropa 3—a public astrophysical simulation framework for propagating extraterrestrial ultra-high energy particles”. в: *JCAP* (май 2016) 2016.5, 038, с. 038. arXiv: [1603.07142 \[astro-ph.IM\]](#).
- [163] M. Blytt, M. Kachelrieß и S. Ostapchenko. “ELMAG 3.01: A three-dimensional Monte Carlo simulation of electromagnetic cascades on the extragalactic

- background light and in magnetic fields”. в: *Computer Physics Communications* (июль 2020) 252, 107163, с. 107163. arXiv: [1909.09210 \[astro-ph.HE\]](#).
- [164] Robert J. Gould и Gérard P. Schréder. “Pair Production in Photon-Photon Collisions”. в: *Phys. Rev.* (5 март 1967) 155, с. 1404—1407. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.155.1404>.
- [165] A. Neronov и D. V. Semikoz. “Sensitivity of  $\gamma$ -ray telescopes for detection of magnetic fields in the intergalactic medium”. в: *Phys. Rev. D* (дек. 2009) 80.12, 123012, с. 123012. arXiv: [0910.1920 \[astro-ph.CO\]](#).
- [166] R. Plaga. “Detecting intergalactic magnetic fields using time delays in pulses of  $\gamma$ -rays”. в: *Nature* (март 1995) 374.6521, с. 430—432.
- [167] A. Neronov и Dmitry V. Semikoz. “A method of measurement of extragalactic magnetic fields by TeV gamma ray telescopes”. в: *JETP Lett.* (2007) 85, с. 473—477. arXiv: [astro-ph/0604607](#).
- [168] A. Neronov и D.V. Semikoz. “Sensitivity of gamma-ray telescopes for detection of magnetic fields in intergalactic medium”. в: *Phys. Rev. D* (2009) 80, с. 123012. arXiv: [0910.1920 \[astro-ph.CO\]](#).
- [169] A. Neronov и I. Vovk. “Evidence for strong extragalactic magnetic fields from Fermi observations of TeV blazars”. в: *Science* (2010) 328, с. 73—75. arXiv: [1006.3504 \[astro-ph.HE\]](#).
- [170] A.M. Taylor, I. Vovk и A. Neronov. “Extragalactic magnetic fields constraints from simultaneous GeV-TeV observations of blazars”. в: *Astron. Astrophys.* (2011) 529, A144. arXiv: [1101.0932 \[astro-ph.HE\]](#).
- [171] C. D. Dermer и др. “Time Delay of Cascade Radiation for TeV Blazars and the Measurement of the Intergalactic Magnetic Field”. в: *Ap.J.Lett.* (июнь 2011) 733, L21, с. L21. arXiv: [1011.6660 \[astro-ph.HE\]](#).

- [172] M. Ackermann и др. “The Search for Spatial Extension in High-latitude Sources Detected by the *Fermi* Large Area Telescope”. в: *Astrophys. J. Suppl.* (2018) 237.2, с. 32. arXiv: [1804.08035 \[astro-ph.HE\]](#).
- [173] A. Neronov и D. V. Semikoz. “Sensitivity of  $\gamma$ -ray telescopes for detection of magnetic fields in the intergalactic medium”. в: *Phys.Rev.D* (дек. 2009) 80.12, 123012, с. 123012. arXiv: [0910.1920 \[astro-ph.CO\]](#).
- [174] Ruth Durrer и Andrii Neronov. “Cosmological magnetic fields: their generation, evolution and observation”. в: *A&A Rev.* (июнь 2013) 21, 62, с. 62. arXiv: [1303.7121 \[astro-ph.CO\]](#).
- [175] Karsten Jedamzik и Levon Pogosian. “Relieving the Hubble tension with primordial magnetic fields”. в: *Phys. Rev. Lett.* (2020) 125.18, с. 181302. arXiv: [2004.09487 \[astro-ph.CO\]](#).
- [176] Pravin Kumar Natwariya и Jitesh R. Bhatt. “EDGES signal in the presence of magnetic fields”. в: *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* (2020) 497.1, с. L35—L39. arXiv: [2001.00194 \[astro-ph.CO\]](#).
- [177] Tomohiro Fujita и Kohei Kamada. “Large-scale magnetic fields can explain the baryon asymmetry of the Universe”. в: *Phys.Rev.D* (апр. 2016) 93.8, 083520, с. 083520. arXiv: [1602.02109 \[hep-ph\]](#).
- [178] Karsten Jedamzik и Andrey Saveliev. “Stringent Limit on Primordial Magnetic Fields from the Cosmic Microwave Background Radiation”. в: *Phys.Rev.Lett.* (июль 2019) 123.2, 021301, с. 021301. arXiv: [1804.06115 \[astro-ph.CO\]](#).
- [179] Robi Banerjee и Karsten Jedamzik. “Evolution of cosmic magnetic fields: From the very early Universe, to recombination, to the present”. в: *Phys.Rev.D* (дек. 2004) 70.12, 123003, с. 123003. arXiv: [astro-ph/0410032 \[astro-ph\]](#).
- [180] N. Aghanim и др. “Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters”. в: *Astron. Astrophys.* (2020) 641, A6. arXiv: [1807.06209 \[astro-ph.CO\]](#).

- [181] Adam G. Riess и др. “Large Magellanic Cloud Cepheid Standards Provide a 1% Foundation for the Determination of the Hubble Constant and Stronger Evidence for Physics beyond  $\Lambda$ CDM”. в: *Ap.J.* (май 2019) 876.1, 85, с. 85. arXiv: [1903.07603 \[astro-ph.CO\]](#).
- [182] Judd D. Bowman и др. “An absorption profile centred at 78 megahertz in the sky-averaged spectrum”. в: *Nature* (март 2018) 555.7694, с. 67—70. arXiv: [1810.05912 \[astro-ph.CO\]](#).
- [183] M. Giovannini и M. E. Shaposhnikov. “Primordial hypermagnetic fields and the triangle anomaly”. в: *Phys.Rev.D* (февр. 1998) 57.4, с. 2186—2206. arXiv: [hep-ph/9710234 \[hep-ph\]](#).
- [184] M. Giroletti и др. “The jet of Markarian 501 from millions of Schwarzschild radii down to a few hundreds”. в: *A&A* (сент. 2008) 488.3, с. 905—914. arXiv: [0807.1786 \[astro-ph\]](#).
- [185] S. Coutiño de Leon и др. “Spectral analysis of the blazars Markarian 421 and Markarian 501 with the HAWC Gamma-Ray Observatory”. в: *36th International Cosmic Ray Conference (ICRC2019)*. т. 36. International Cosmic Ray Conference. июль 2019, с. 654. arXiv: [1909.01179 \[astro-ph.HE\]](#).
- [186] Jens Jasche и Benjamin D. Wandelt. “Bayesian Physical Reconstruction of Initial Conditions from Large-Scale Structure Surveys”. в: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* (июнь 2013) 432, с. 894—913. ISSN: 0035-8711. eprint: [1203.3639](#).
- [187] Guilhem Lavaux и Michael J. Hudson. “The 2M++ Galaxy Redshift Catalogue”. в: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* (окт. 2011) 416.4, с. 2840—2856. ISSN: 00358711. arXiv: [1105.6107](#).
- [188] Jens Jasche и Guilhem Lavaux. “Physical Bayesian Modelling of the Non-Linear Matter Distribution: New Insights into the Nearby Universe”. в:

- Astronomy & Astrophysics* (май 2019) 625, A64. ISSN: 0004-6361, 1432-0746.  
arXiv: [1806.11117](#).
- [189] D. Kerszberg, M. Kraus и et al. Kolitzus D. “The cosmic-ray electron spectrum measured with H.E.S.S.” в: (2017).
- [190] J. Giacalone и J. R. Jokipii. “The Transport of Cosmic Rays across a Turbulent Magnetic Field”. в: *Ap.J.* (июль 1999) 520.1, с. 204—214.
- [191] Bharat Ratra. “Cosmological “Seed” Magnetic Field from Inflation”. в: *Ap.J.Lett.* (май 1992) 391, с. L1.
- [192] W. Daniel Garretson, George B. Field и Sean M. Carroll. “Primordial magnetic fields from pseudoGoldstone bosons”. в: *Phys. Rev. D* (1992) 46, с. 5346—5351. arXiv: [hep-ph/9209238](#).
- [193] M. Gasperini, Massimo Giovannini и G. Veneziano. “Primordial magnetic fields from string cosmology”. в: *Phys. Rev. Lett.* (1995) 75, с. 3796—3799. arXiv: [hep-th/9504083](#).
- [194] Massimo Giovannini и Mikhail E. Shaposhnikov. “Primordial magnetic fields from inflation?” в: *Phys. Rev. D* (2000) 62, с. 103512. arXiv: [hep-ph/0004269](#).
- [195] Vittoria Demozzi, Viatcheslav Mukhanov и Hector Rubinstein. “Magnetic fields from inflation?” в: *JCAP* (2009) 08, с. 025. arXiv: [0907.1030 \[astro-ph.CO\]](#)
- [196] Ricardo J. Z. Ferreira, Rajeev Kumar Jain и Martin S. Sloth. “Inflationary magnetogenesis without the strong coupling problem”. в: *JCAP* (2013) 10, с. 004. arXiv: [1305.7151 \[astro-ph.CO\]](#).
- [197] Ruth Durrer и Andrii Neronov. “Cosmological Magnetic Fields: Their Generation, Evolution and Observation”. в: *Astron. Astrophys. Rev.* (2013) 21, с. 62. arXiv: [1303.7121 \[astro-ph.CO\]](#).

- [198] R. Teyssier. “Cosmological hydrodynamics with adaptive mesh refinement. A new high resolution code called RAMSES”. в: *A&A* (апр. 2002) 385, с. 337—364. arXiv: [astro-ph/0111367](#) [[astro-ph](#)].
- [199] A. A. Abdo и др. “Insights Into the High-Energy Gamma-ray Emission of Markarian 501 from Extensive Multifrequency Observations in the Fermi Era”. в: *Astrophys. J.* (2011) 727, с. 129. arXiv: [1011.5260](#) [[astro-ph.HE](#)].
- [200] B. et al ARGO-YBJ Collaboration Bartoli. “Long-term Monitoring of Mrk 501 for its Very High Energy  $\gamma$  Emission and a Flare in 2011 October”. в: *Ap.J.* (окт. 2012) 758.1, 2, с. 2. arXiv: [1209.0534](#) [[astro-ph.HE](#)].
- [201] S. Coutiño de Leon и др. “Spectral analysis of the blazars Markarian 421 and Markarian 501 with the HAWC Gamma-Ray Observatory”. в: *36th International Cosmic Ray Conference (ICRC2019)*. т. 36. International Cosmic Ray Conference. июль 2019, с. 654. arXiv: [1909.01179](#) [[astro-ph.HE](#)].
- [202] Serena Bertone, Corina Vogt и Torsten Ensslin. “Magnetic Field Seeding by Galactic Winds”. в: *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* (2006) 370, с. 319—330. arXiv: [astro-ph/0604462](#).
- [203] Steeve Pinsonneault, Hugo Martel и Matthew M. Pieri. “Anisotropic Galactic Outflows and Enrichment of the Intergalactic Medium. II. Numerical Simulations”. в: *Astrophys. J.* (2010) 725, с. 2087—2100. arXiv: [1002.4881](#) [[astro-ph.CO](#)].
- [204] Dylan Nelson и др. “First results from the IllustrisTNG simulations: the galaxy colour bimodality”. в: *MNRAS* (март 2018) 475.1, с. 624—647. arXiv: [1707.03395](#) [[astro-ph.GA](#)].
- [205] Federico Marinacci и др. “First results from the IllustrisTNG simulations: radio haloes and magnetic fields”. в: *MNRAS* (нояб. 2018) 480.4, с. 5113—5139. arXiv: [1707.03396](#) [[astro-ph.CO](#)].

- [206] Dylan Nelson и др. “The IllustrisTNG simulations: public data release”. в: *Computational Astrophysics and Cosmology* (май 2019) 6.1, 2, с. 2. arXiv: [1812.05609](https://arxiv.org/abs/1812.05609) [[astro-ph.GA](https://arxiv.org/archive/astro-ph)].
- [207] Andres Aramburo Garcia и др. “Magnetization of the intergalactic medium in the IllustrisTNG simulations: the importance of extended, outflow-driven bubbles”. в: (нояб. 2020). arXiv: [2011.11581](https://arxiv.org/abs/2011.11581) [[astro-ph.CO](https://arxiv.org/archive/astro-ph)].