

МИНОБРНАУКИ РОССИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ
«МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИМЕНИ М.В.ЛОМОНОСОВА»

Физический факультет
Кафедра физики частиц и космологии

КУРСОВАЯ РАБОТА

на тему:

**«Протоны сверхвысоких энергий от популяции
неодинаковых астрофизических источников»**

Выполнила:

Студентка 2 курса 217 группы

Смирнова Екатерина Александровна

Научный руководитель:

чл.-корр. РАН,

д.ф.-м.н.,

Троицкий Сергей Вадимович

Москва 2022

Содержание

1	Введение. Постановка задачи	3
2	Обзорная часть	3
2.1	Сопутствующие сигналы от распространения КЛ	3
2.2	Электромагнитный каскад	4
2.3	Распространение излучения в расширяющейся Вселенной .	5
3	Практическая часть	6
3.1	Описание модели распределения черных дыр	6
3.2	Спектр инъекции для данного z	7
3.3	Моделирование потока космических лучей СВЭ	8
4	Заключение	10
4.1	Что было сделано	10
4.2	Научные результаты	10

1 Введение. Постановка задачи

Среди космических частиц сверхвысоких энергий могут быть как протоны, так и более тяжелые ядра, вплоть до железа. С теоретической точки зрения протоны имеют космическим источникам более естественно, потому что в типичных астрофизических средах протонов в 10^4 раз больше, чем других ядер. Современные эксперименты не могут точно определить тип частицы, протон это или более тяжелое ядро, и если ядро - то какого элемента. Это связано с тем, что регистрируется не сама частица, а продукты ее взаимодействия с атмосферой. Как следствие такой неточности, невозможно точно определить при самых высоких энергиях (выше $10^{19.5}$ эВ) - прилетают протоны или ядра. Более того, два основных эксперимента - Pierre Auger в Южном полушарии и Telescope Array в Северном - дают результаты, не слишком хорошо согласующиеся друг с другом [1, Раздел 2.3.1, Рис.2.10]. Поэтому становится важным подойти к вопросу у типа частиц косвенным образом.

В частности, протонные механизмы сильно ограничены из наблюдения гамма-излучения, которое рождается при распространении протонов и затем перерассеивается. Однако разные вычисления показывают, что при наиболее естественном протонном составе поток перерассеянного излучения получается больше, чем Fermi LAT измеряет [2, Раздел 2А, Рис.2]. Для простоты в таких вычислениях предполагают, что все источники космических частиц во Вселенной примерно одинаковые. Разрешить это противоречие возможно за счет предположения о разных источниках.

2 Обзорная часть

2.1 Сопутствующие сигналы от распространения КЛ

При взаимодействии протонов сверхвысокой энергии (СВЭ) с реликтовым излучением или межгалактическим фоновым светом появляются π -мезоны, которые впоследствии распадаются на нейтрино, фотоны и электроны СВЭ. Это приводит к обрезанию потока космических лучей выше 10^{19} — эффект ГЗК.

$$N + \gamma' \rightarrow \pi^{\pm,0} + X \quad (1)$$

Энергия вторичных частиц X оказывается примерно на порядок меньше энергии исходных частиц N . Продукты распада π -мезонов, несмотря на общее происхождение, несут разную информацию: нейтрино, имея малое

сечение взаимодействия, несет информацию об космологической эволюции, в то время как фотоны и электроны взаимодействуют с реликтовым микроволновым и другими видами излучения в межгалактическом пространстве, тем самым быстро теряя энергию и инициируя электромагнитный каскад. Малость длины свободного пробега является причиной чувствительности фотонов и электронов к эволюции источника.

ЭК постоянно подпитываются продуктами распада π -мезонов, и в значительно большей степени электронами и позитронами, образующимися в реакции рождения пар ядрами на реликтовом излучении

$$A + \gamma' \rightarrow e^+ + e^- + A, \quad (2)$$

имеющей менее высокий порог энергии чем процесс (1). В этом процессе электроны и позитроны имеют характерную энергию на несколько порядков ниже энергии ядра A . Следовательно, космогенные фотоны и нейтрино обязаны своим происхождением почти исключительно реакции (1).

2.2 Электромагнитный каскад

В состав космических лучей аналогично ядрам химических элементов могут входить электроны (позитроны) и фотоны как продукты взаимодействия электрически заряженных частиц со средой распространения. Электромагнитный каскад создается благодаря цепочке рождения пар (РП)

$$\gamma + \gamma_{target} \rightarrow e^- + e^+ \quad (3)$$

и обратного Комптоновского рассеивания (ОКР)

$$e + \gamma_{target} \rightarrow \gamma' + e \quad (4)$$

на фотонах γ_{target} реликтового излучения.

При распространении ЭК полная энергия частиц сохраняется, а их число экспоненциально увеличивается до того момента, пока энергия фотонов не опускается ниже порога - энергии рождения электрон-позитронной пары на фотонах РИ. После прохождения порога электроны постепенно теряют энергия за счет ОКР.

Каскад начинается от излучение одного фотона или электрона с энергией выше порога рождения пар на весьма далеком расстоянии от наблюдателя. В работе [3, II раздел] приводится описание спектра фотонов, оставшихся после полного развития ЭК. В процессе РП и ОКР можно выделить лидирующую частицу, которая постоянно меняется $\gamma \rightarrow e \rightarrow \gamma \rightarrow e$,

с большой энергией, которая большую часть этой энергии сохраняет после взаимодействия. Спустя некоторое время энергия, запасенная лидирующей частицы, снижается, и каскад переходит в режим умножения, когда энергия между продуктами взаимодействия делится поровну. Из-за неравенства $n_{cmb} \gg n_{ebl}$ дальнейшее развитие каскада происходит в двух стадиях. Вначале для обоих процессов преобладает взаимодействие с фотонами РИ. На второй стадии - энергия каскадных частиц опускается ниже порога РП на РИ, развитие каскада замедляется, так как процесс на фотонах МФС. В это же время ОКР по-прежнему происходит на РИ в силу отсутствия энергетического порога. Таким образом полная энергия частиц в режиме умножения каскада с хорошей точностью равна исходной энергии. Существует энергия ограничения режима умножения каскада равная минимальной энергии РП фотонами на МФС, которая меньше на 3 порядка минимальной энергии поглощения фотонов на РИ. При меньших энергиях фотоны распространяются свободно, а электроны производят фотоны низких энергий на РИ.

Распространяя описание ЭК на случай расширяющейся Вселенной, предполагается, что каскад успевает полностью развиться за время Хаббла $H^{-1}(z)$, после чего происходит его красное смещение. После завершения развития ЭК энергия фотонов продолжает уменьшаться в результате расширения Вселенной. Таким образом, спектр фотонов при $z = 0$ по-прежнему можно качественно (и математически описать) как в предыдущем абзаце, однако характерным энергиям дается дополнительный сдвиг на фактор $1 + z$.

2.3 Распространение излучения в расширяющейся Вселенной

Найдем соотношение между расстоянием до конкретного источника и его красным смещением. Для определенности выберем модель открытой Вселенной

$$ds^2 = dt^2 - a^2(t)[d\chi^2 + sh^2\chi(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2)], \quad (5)$$

позднее перейдем к плоской модели. Известно соотношение между координатным расстоянием и красным смещением

$$\chi(z) = \int_0^z \frac{dz'}{a_0 H_0 \sqrt{\Omega_M(z'+1)^3 + \Omega_\Lambda + \Omega_{curv}(z'+1)^2}}. \quad (6)$$

Физическая площадь сферы, через которую сегодня проходят фотоны, испущенные источником, равна

$$S(z) = 4\pi r^2(z) \quad (7)$$

где

$$r(z) = a_0 sh\chi(z). \quad (8)$$

Получим исходное выражение из (6) и (8), переходя к пределам для плоской модели Вселенной $a_0 \rightarrow \infty$, $\Omega_{curv} \rightarrow 0$

$$r(z) = \frac{1}{H_0} \int_0^z \frac{dz'}{\sqrt{\Omega_M(z'+1)^3 + \Omega_\Lambda}}. \quad (9)$$

На графике [4, Раздел 4.6, Рис 4.3] видно, что функция $r(z)$ быстро растет с увеличением z . (9) используется в программе при сложении потока от всех источников

$$J = \frac{L}{(1+z)^2 S(z)}. \quad (10)$$

3 Практическая часть

3.1 Описание модели распределения черных дыр

Черные дыры (ЧД) различной массы и размера, предположительно, есть в каждой галактике. Существует решение уравнения движения частицы в совместном электромагнитном и гравитационном поле вокруг ЧД, которое показывает, что каждая частица ускоряется в таких полях до одной и той же энергии. Эта энергия для каждой ЧД своя - получается некая спектральная линия. После интегрирования по всем черным дырам отдельные спектральные линии сольются в непрерывный спектр, который мы будем использовать для моделирования потока этих высокоэнергетичных частиц. Этот спектр описывается функцией распределения черных дыр по массам, т.е. он не обязан быть степенным. В работе [6] был использован степенной спектр распределения масс черных дыр, однако получилось расхождение с чисто протонным сценарием. Цель настоящей работы использовать наиболее свежую компиляцию [5, раздел 2.2], учитывающую все черные дыры. Обычно используют функцию распределения масс, показывающую число черных дыр в интервале от M до $M+dM$ в малом объеме dV

$$\Phi' = \frac{dN}{dVdM}, \quad (11)$$

однако удобнее использовать распределение по красным смещениям

$$\Phi = \Phi' \frac{dV}{dz} = \frac{4\pi c D^2 \Phi'}{H_0 E(z)}, \quad (12)$$

где $E(z) = \frac{H(z)}{H_0} = \sqrt{\Omega_m(1+z)^3 + \Omega_\Lambda}$ и D - comoving distance. Для оценки функции распределения масс черных дыр была взята модель «Lower ВНМФ», где приведена экстраполяция результатов в область больших масс объектов

$$\Phi'_{extrapolated} \propto M^{-\alpha} \exp\left(-\frac{M}{M_{cutoff}}\right). \quad (13)$$

3.2 Спектр инжекции для данного z

В рассматриваемой модели каждая ЧД испускает определенное количество протонов в секунду. Однако энергии протонов могут быть разные, а их количества может зависеть от массы черной дыры. Мы предполагаем, что количество протонов, излучаемых ЧД, зависят от свойств ЧД

$$dN_{protons} \sim dN_{BH} M^\beta. \quad (14)$$

Строим для данного z спектр инжекции, т.е. спектр который "вырывают" источники на красном смещении z . Для этого обращаем функцию $E(M)$

$$E = 2,9 \times 10^{20} \text{ eV} \frac{A}{Z^{\frac{1}{4}}} \left(\frac{M}{10^9 M}\right)^{\frac{3}{8} + \frac{\alpha}{4}} \chi^{-\frac{1}{2}} (k\kappa)^{\frac{1}{4}} \quad (15)$$

т.к. энергия является однозначной и монотонной функцией массы. Выразим (12) через энергию

$$\Phi(M, z) = \tilde{\Phi}(E, z) \frac{dE}{dM}, \quad (16)$$

тогда

$$dN_{BH} = \tilde{\Phi}(E, z) dE dz. \quad (17)$$

Получаем зависимость количества протонов в единицу времени от энергии протона

$$\frac{dN_{protons}}{dE} = \tilde{\Phi}(E, z) M^\beta dz = \frac{\Phi(M(E), z)}{E'_M} M^\beta dz. \quad (18)$$

Итоговый спектр строится по следующей зависимости

$$\frac{dN_{protons}}{dE} = C_2 \left(\frac{E(M)}{C_1}\right)^{\frac{1-\alpha-\gamma}{\gamma}} \exp\left(-\frac{\left(\frac{E(M)}{C_1}\right)^{\frac{1}{\gamma}}}{M_{cutoff}}\right), \quad (19)$$

где $C_1, C_2, M_{cutoff}, \gamma$ и α константы.

В рассматриваемой модели определенная масса ЧД соответствует определенной энергии протонов. На рисунке (1) видно, что черных дыр, способных ускорить протоны до самых больших энергий, меньше, чем ЧД, ускоряющих протоны, до энергия порядка $E \in (6 \times 10^{19}, 6 \times 10^{20})$ эВ. Характерный максимум в спектре соответствует ЧД наиболее распространенной массы.

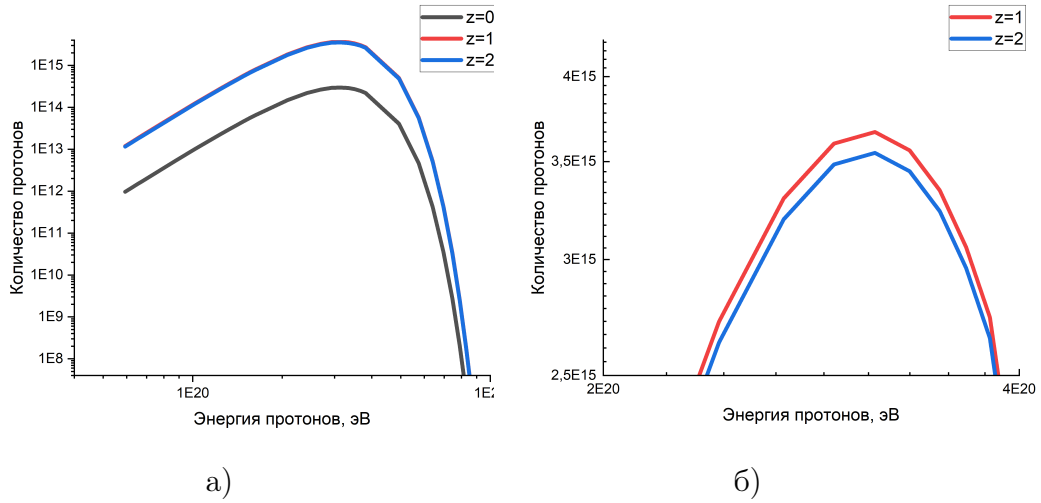


Рис. 1: Спектр инжекции. Спектр ф) построен для красного смещения $z = 0, 1, 2$; На графике б) та же самая зависимость в большем масштабе, показывающая различия спектров при $z = 1$ и $z = 2$.

3.3 Моделирование потока космических лучей СВЭ

Моделирование происходило на основе программы из статьи [7], используя более новое распределение ЧД по массам и более новые экспериментальные точки гамма излучение. (, из которого мы будем все это ограничивать.) Черная дыра — это гарантированный источник сверхэнергетичных протонов. Единственное, мы не можем утверждать, сколько протонов испускает черная дыра, поэтому нормировка спектра произвольная. В то же время форму спектра можно точно предсказать исходя из функции распределения масс ЧД. Мы хотим узнать: все ли космические лучи сверхвысокой энергии образуются благодаря такому механизму или только часть.

В процессе моделирования делается предположение, что все космические лучи — это ускоренные черными дырами протоны. Нормируя получаемый график таким образом, чтобы описать наблюдаемый спектр космических лучей, мы подтвердим или опровергнем предположение.

На рисунке 2 видно, что количество протонов попало на наблюдаемый поток космических лучей и не превышает его. Зубчатая часть на протонной кривой появляется из-за того, что при моделировании использовалось всего 28 сеточных значений, виден вклад отдельных масс. Экспериментальные черные точки создают суперпозицию двух кривых: кривая с резким спадом описывает галактические космические лучи СВЭ, полагая кривая — внегалактические КЛ. Мы стремились описать внегалактиче-

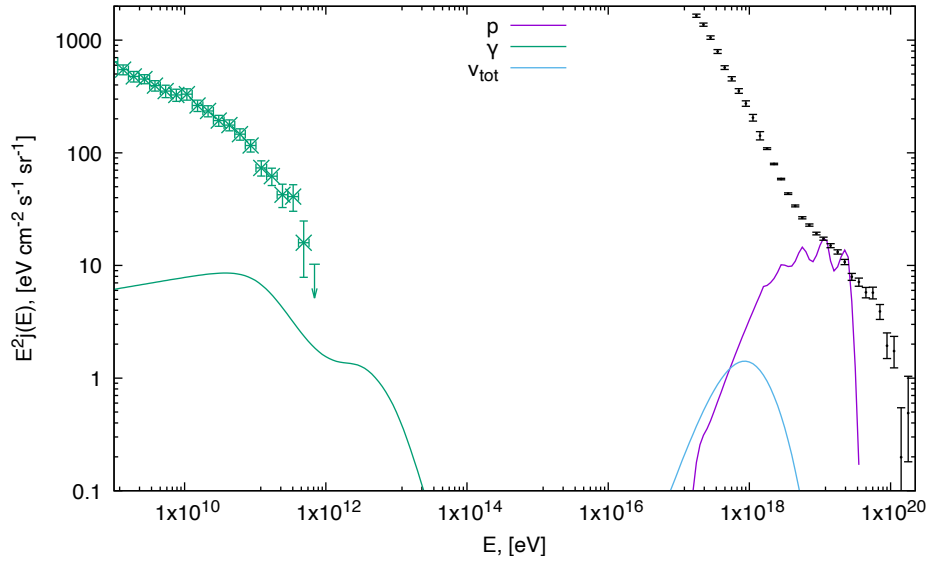


Рис. 2: Предсказываемый моделью поток космических лучей в сравнении с потоком гамма-излучения.

скую часть, однако область самых больших энергий пока нашими приближениями не предсказывается. Мы это сможем сделать в дальнейшем, используя более точную модель, при этом фотонная кривая существенно не изменится, т.к. основной вклад в фотоны идет из протонного максимума, который уже посчитан. Поток нейтрино меньше потока фотонов и протонов по той причине, что поток протонов имеет пик ниже чем 10^{19} эВ. Фоторождение пионов (1) идет не слишком активно, основной процесс, который дает вклад в поток фотонов в этих условиях это рождение протонами электрон-позитронных пар (2). Таким образом, модель решает проблему протонного сценария космических лучей сверхвысоких энергий.

4 Заключение

4.1 Что было сделано

В ходе данной работы мною было изучено:

- Связь между наблюдаемым и излучаемым потоком источника на космологически большом расстоянии;
- Механизм появления космических лучей СВЭ и развитие ЭК;
- Какие существуют модели описания потока КЛ;
- Распределение масс ЧД во Вселенной.

Мною было сделано:

- Освоена программа для моделирования потока КЛ;
- Построен график для выборки из 28 точек, который наиболее точно описывает наблюдаемый поток гамма-излучения;
- Выведено выражение для спектра инжекции и построен по нему спектр протонов, которых испускают ЧД при фиксированном красном смещении. Эта часть работы закладывается на будущее, при использовании функции распределения ЧД, зависящей от массы и светимости.

4.2 Научные результаты

Основным научным результатом является то, что протонный сценарий хорошо описывает наблюдаемый поток космических лучей сверхвысокой энергии. Предположение о неодинаковости источников сильно меняет наблюдаемые характеристики предсказываемых потоков КЛ. Учет еще более точной модели распределения ЧД позволит в дальнейшем полностью описать внегалактическую составляющую потока КЛ СВЭ.

Список литературы

- [1] A. Coleman , J. Eser. Ultra-High-Energy Cosmic Rays The Intersection of the Cosmic and Energy Frontiers. arXiv:2205.05845. 2022
- [2] V. Berezhinsky,1, 2 A. Gazizov. Cascade photons as test of protons in UHECR. arXiv:1606.09293. 2018
- [3] V. Berezhinsky and O. Kalashev. High energy electromagnetic cascades in extragalactic. Physics and features. Phys. Rev. D, 94(2):023007, 2016.
- [4] Горбунов Д. С., Рубаков В. А. Введение в теорию ранней Вселенной: Теория горячего Большого взрыва. Издательство ЛКИ, 2008.— 552 с. ISBN 978-5-382-00657-4
- [5] Dominic W. Pesce, Daniel C. M. Palumbo, etc. Toward determining the number of observable supermassive black hole shadows space: The Astrophysical Journal. Rev. D, 923:260, 2021.
- [6] O.E. Kalashev, K.V. Ptitsyna, and S.V. Troitsky. Towards a model of population of astrophysical sources of ultra-high-energy cosmic rays. Phys. Rev. D 86, 063005, 2012.
- [7] V. Berezhinsky, A. Gazizov, and O. Kalashev. Cascade photons as test of protons in UHECR.98.70.Sa, 95.85., 2018.