

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ  
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ  
ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ  
«НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЯДЕРНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ «МИФИ»  
(НИЯУ МИФИ)

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ И ТЕХНОЛОГИЙ  
КАФЕДРА №40 «ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ»

**ОТЧЁТ О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ**  
**ИССЛЕДОВАНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ**  
**ИСТОЧНИКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ ОБЪЯСНЕНИЯ**  
**ИЗБЫТКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В КОСМИЧЕСКИХ**  
**ЛУЧАХ**

Студент \_\_\_\_\_ Ф. В. Костромин

Научные руководители \_\_\_\_\_ М. Л. Соловьёв  
\_\_\_\_\_ К. М. Белоцкий

Москва 2025

# Введение

Согласно классическим представлениям о механизмах образования космического излучения, космические позитроны имеют вторичное происхождение, т.е. они рождаются при взаимодействии других высокоэнергетических частиц с межзвездной средой. Ожидалось, что их спектр и доля в общем потоке должны падать с увеличением энергии. Однако, в 2008 году на эксперименте PAMELA был зарегистрирован рост доли позитронов от общего потока электронов и позитронов, начинающийся на энергиях порядка 10 ГэВ. В дальнейшем это наблюдение было подтверждено и уточнено экспериментом AMS02 [1], а также экспериментом DAMPE. На данный момент избыток позитронов в космических лучах, называемый "позитронной аномалией", не имеет общепринятого объяснения и порождает большое количество работ развивающих различные модели[5-7].

Одним из возможных направлений являются модели использующие использующие нестабильную скрытую массу (тёмную материю). Так как состав и природа тёмной материи на сегодняшний день неизвестны, можно сделать предположение о возможности распада или аннигиляции частиц тёмной материи с образованием частиц Стандартной Модели в конечном состоянии, таким образом отводя ей роль источника космических позитронов.

Основным недостатком таких моделей является перепроизводство гамма-излучения в процессе распада или аннигиляции частиц скрытой массы. Было показано [8-13], что простые модели гало нестабильной тёмной материи, способные описать избыток позитронов в космических лучах, не способны выдержать ограничений, накладываемых наблюдаемыми данными по изотропному фону гамма-излучения (IGRB), предоставляемыми Fermi-LAT [2].

Возможны два пути разрешения данного противоречия. В первом случае, зафиксировав простые спектры инъекции для источников излучения, мы можем варьировать их пространственное распределение в галактике. Так, например, на кафедре была разработана так называемая модель «тёмного диска» [10; 13], предполагающая существование нестабильной компоненты ТМ, образующей диск. Такое предположение сразу помогает отсечь области гало, не дающие вклад в наблюдаемые потоки заряженных частиц, но производящие при этом

гамма-излучение. Также ранее было показано, что позволив себе полную свободу в выборе пространственного распределения мы можем описать позитронную аномалию используя спектры простых реакций, однако физическая состоятельность получаемых профилей плотности остаётся под вопросом.

С другой стороны, мы можем изначально зафиксировать наиболее правдоподобное на наш взгляд пространственное распределение источников и варьировать спектры инъекции. Этому направлению и придерживается данная работа.

Разумеется мы не можем позволить себе полной свободы в выборе спектров инъекции и не можем допустить независимого варьирования позитронных и гамма-спектров. Данная работа не стремится усложнить физику распада неизвестной частицы по лептонным каналам, вместо этого она предполагает, что распад происходит на лету.

Таким образом в данной работе рассматривается каскадный процесс: частицы тёмной материи  $X$  аннигилируют, одним из продуктов является частица  $Y$ , которая и распадается с образованием позитронов в конечном состоянии. Объектом поиска в данном случае является распределение частиц  $Y$  по скорости.

# Методология

## 1. Описание используемых вычислительных средств.

В данной работе в качестве источника первичных позитронов рассматривались, образующаяся в результате аннигиляции частиц нестабильной скрытой массы (тёмной материи), частица  $Y$ , способная распадаться по трём каналам:

$$X\bar{X} \rightarrow Y + \dots$$
$$\begin{cases} Y \rightarrow e^+e^- \\ Y \rightarrow \tau^+\tau^- \\ Y \rightarrow \mu^+\mu^- \end{cases}$$

Скорость реакции для моделирования определялась параметром  $\langle\sigma v\rangle = 10^{-23} \frac{\text{см}^3}{\text{с}}$ . Расчёт спектров таких реакций в системе покоя частицы  $Y$  можно произвести с помощью Монте-Карло генератора Pythia. Далее в ходе моделирования спектр инжекции пересчитывался из системы покоя  $Y$  в лабораторную систему отсчёта. Также свободными параметрами модели являлись масса частицы  $Y$  и вероятности распада по каждому из каналов  $Br_e, Br_\mu, Br_\tau$ .

Для моделирования распространения релятивистских заряженных частиц в Галактике и образующегося при этом диффузного излучения использовался программный пакет GALPROP [3]. Это программа с открытым исходным кодом, которая численно решает уравнение переноса, описывающее распространение космических лучей. При этом программа включает в себя как можно больше актуальных астрофизических данных.

На кафедре GALPROP был модифицирован для работы с тёмной материей. Также в ходе работы была добавлена возможность задания произвольных профилей плотности и спектров инжекции в виде таблиц.

Запуская GALPROP для заданного профиля плотности, мы получаем на выходе набор файлов в формате FITS, представляющих из себя многомерные массивы с информацией о потоках заряженных частиц в каждой точке Галактики. С помощью программы на Python из них извлекались и очищались от нефизических значений спектры позитронов и вторичного гамма излучения для

области расположенной в 8.5 *кпк* от центра Галактики, что соответствует положению Солнечной системы.

Спектры первичного гамма излучения вычислялись отдельно по формуле:

$$\Phi = \frac{dN}{dE} \frac{\langle \sigma v \rangle}{4} \frac{1}{\Delta\Omega} \int \frac{1}{4\pi r^2} \frac{\rho^2}{M^2} dV$$

$$\Phi = \underbrace{\frac{dN}{dE}}_{\text{сpectrum}} \underbrace{\frac{\langle \sigma v \rangle}{4} \frac{1}{\Delta\Omega} \frac{1}{4\pi M^2}}_{\text{coefficient}} \underbrace{\int \frac{\rho^2}{r^2} dV}_{\text{integral}}$$

Здесь первый выделенный сомножитель - это спектр инжекции от единичной реакции.

Второй выделенный сомножитель - числовой коэффициент рассчитанный для указанных выше параметров, где  $\Delta\Omega$  - область для которой угол с галактическим горизонтом составляет  $\theta > 20\text{град}$  (та область для которой будет производиться сравнение с экспериментальными данными).

Третий выделенный множитель - интеграл по пространству, который также вычислялся в ходе моделирования.

Рассчитав таким образом спектры первичного и гамма излучения мы можем просуммировать их с вторичным и получить наконец позитронные и гамма спектры для последующего сравнения с экспериментальными данными.

Для позитронного потока сравнение производилось с данными о доле позитронов в общем потоке электронов и позитронов, предоставляемыми AMS02. При этом для расчёта фоновых потоков использовались эмпирические формулы:

$$\Phi_{e^-}^{bkg}(E) = \left( \frac{82.0\epsilon^{-0.28}}{1 + 0.224\epsilon^{2.93}} \right) GeV^{-1} m^{-2} s^{-1} sr^{-1}$$

$$\Phi_{e^-}^{bkg}(E) = \left( \frac{38.4\epsilon^{-4.78}}{1 + 0.0002\epsilon^{5.63}} + 24.0\epsilon^{-3.41} \right) GeV^{-1} m^{-2} s^{-1} sr^{-1}$$

где  $\epsilon = E/1GeV$ .

Для потока гамма излучения сравнение производилось с данными по изотропному фону гамма-излучения (IGRB), предоставляемыми Fermi-LAT.

Вся описанная процедура расчёта требовала в дальнейшей работе многократного автоматического выполнения с различными параметрами и была

объединена одной программой на Python. Вследствие чего к процессу расчёта добавились такие шаги, как автоматическая генерация настроечных файлов с необходимыми параметрами для GALPROP, запуск GALPROP непосредственно из Python кода, пересчёт спектров инжекции в лабораторную систему, сохранение и загрузка полученных данных для большого числа циклов расчёта.

## 2. Профиль плотности.

Ранее в работах кафедры уже обсуждалось предположение о пространственном распределении активной тёмной материи, тесно связанном с распределением барионов. В данном случае за основу профиля плотности также была взята реалистичная модель Млечного Пути, описанная в [13]. Хотя рассматриваемая модель, по мнению авторов, не является самой новой или точной и настроена на конкретную задачу их статьи, она все же представляет собой всеобъемлющую модель Млечного Пути и удобно содержит все его составляющие части, описанные в одном месте.

В данной работе использовалось большинство из них, и изначально были отброшены только потенциал сверхмассивной черной дыры и вклад гало тёмной материи. Поэтому приближение для плотности барионов строится следующим образом:

$$\rho_{\text{baryon}} = \rho_{\text{centre}} + \rho_{\text{gas}} + \rho_{\text{spiral}}$$
$$\rho_{\text{centre}} = \rho_{\text{NSC}} + \rho_{\text{NSD}} + \rho_{\text{bar1}} + \rho_{\text{bar2}} + \rho_{\text{bar3}},$$

где  $\rho_{\text{NSC}}$  и  $\rho_{\text{NSD}}$  описывают ядерное звездное скопление и звездный диск в наиболее центральной области,  $\rho_{\text{bar}}$  от 1 до 3 представляют собой вклады в галактическую перемычку, необходимые для объяснения её сложной формы, которые вместе образуют центральную структуру профиля  $\rho_{\text{centre}}$ ;  $\rho_{\text{gas}}$  представляет диски  $H_I$  и  $H_2$ , а  $\rho_{\text{spiral}}$  соответствует спиральной структуре Галактики.

Однако, как уже было ранее показано в работах кафедры, профиль в таком виде не подходит для описания позитронной аномалии. В то время как предыдущие модели распределения активных компонентов темной материи, как правило, недопроизводили позитроны в диапазоне 10 ГэВ, эта модель, как показало моделирование, перепроизводит их до такой степени, что высокоэнергетическая часть спектра становится практически пренебрежимо

малой. Ситуация остается неизменной с увеличением массы начальной частицы темной материи вплоть до 100 ТэВ.

Это перепроизводство, по-видимому, возникает из-за очень высокой плотности в области центра Галактики по сравнению с другими частями структуры. Чтобы проверить эти предположения, а также возможность подавления низкоэнергетической части спектра путем изменения свойств межзвездной среды, мы протестировали модифицированный профиль плотности с вырезанной из него центральной частью:

$$\rho_{DM}' = \rho_{\text{gas}} + \rho_{\text{spiral}}$$

Составляющие части такого профиля определяются как:

$$\rho_{\text{gas}} = \frac{\Sigma_{g1}}{4z_{g1}} \exp\left(-\frac{R_{m1}}{r} - \frac{r}{R_{g1}}\right) \text{sech}\left(\frac{z}{2z_{g1}}\right)^2 + \frac{\Sigma_{g2}}{4z_{g2}} \exp\left(-\frac{R_{m2}}{r} - \frac{r}{R_{g2}}\right) \text{sech}\left(\frac{z}{2z_{g2}}\right)^2$$

$$\rho_{\text{spiral}} = \rho_{\text{disk}} \cdot \alpha_{sp} \cdot \frac{r^2}{R_{sp}} \cdot S,$$

$$\rho_{\text{disk}} = \frac{\Sigma_{d1}}{2z_{d1}} \exp\left(-\frac{r}{R_{d1}} - \frac{R_{dcut}}{r} - \frac{|z|}{z_{d1}}\right) + \frac{\Sigma_{d2}}{2z_{d2}} \exp\left(-\frac{r}{R_{d2}} - \frac{R_{dcut}}{r} - \frac{|z|}{z_{d2}}\right),$$

$$S = \sum_{k=1}^2 \left( \exp\left[-\frac{r^2}{\sigma_{sp}^2}\right] (1 - f_k) - \exp\left[-\frac{r^2}{\sigma_{sp}^2}\right] \cdot I_0\left[-\frac{r^2}{\sigma_{sp}^2}\right] \right),$$

$$f_k = \cos\left(2(\varphi + \gamma_k) - \frac{2}{\tan[i_{sp}]} \ln\left[\frac{r}{R_a}\right]\right),$$

где  $I_0$  — модифицированная функция Бесселя первого рода нулевого порядка, а значения параметров также взяты из [13].

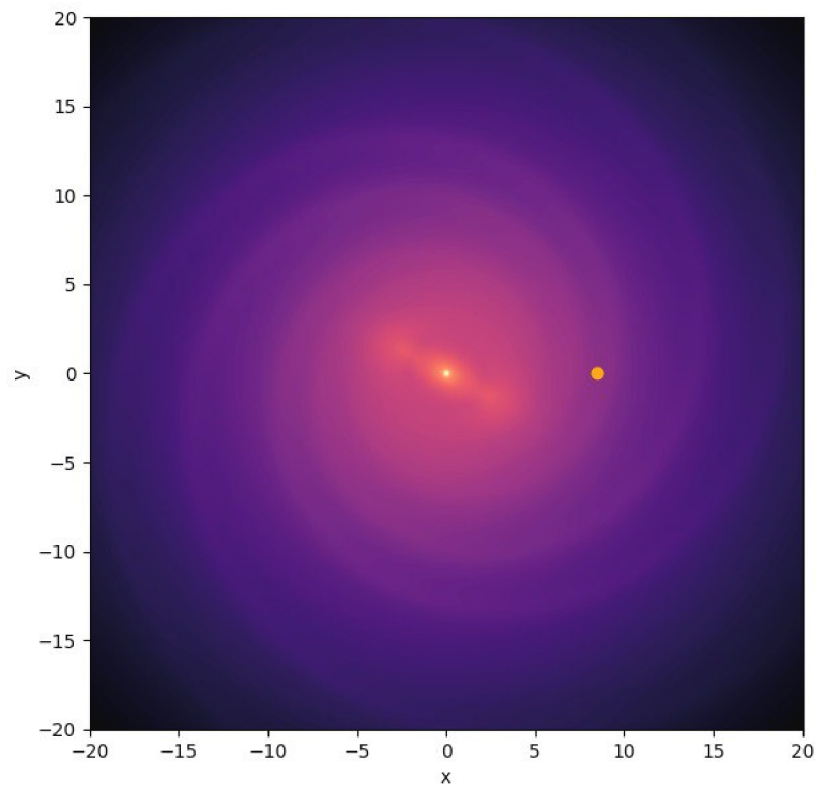
Этот профиль все еще должен претерпеть несколько небольших преобразований. Во-первых, для нашей работы гораздо проще использовать единицы ГэВ·см. И, наконец, угол между большой осью перемычки и линией Солнце-Галактический центр должен быть равен  $28^\circ$ . Поскольку положение Солнечной системы установлено в GALPROP по умолчанию, этот профиль плотности следует повернуть. Это достигается путем построения табличного файла данных профиля плотности в следующем формате:

$$x \quad y \quad z \quad \rho_{\text{spiral}}(x',y',z)$$

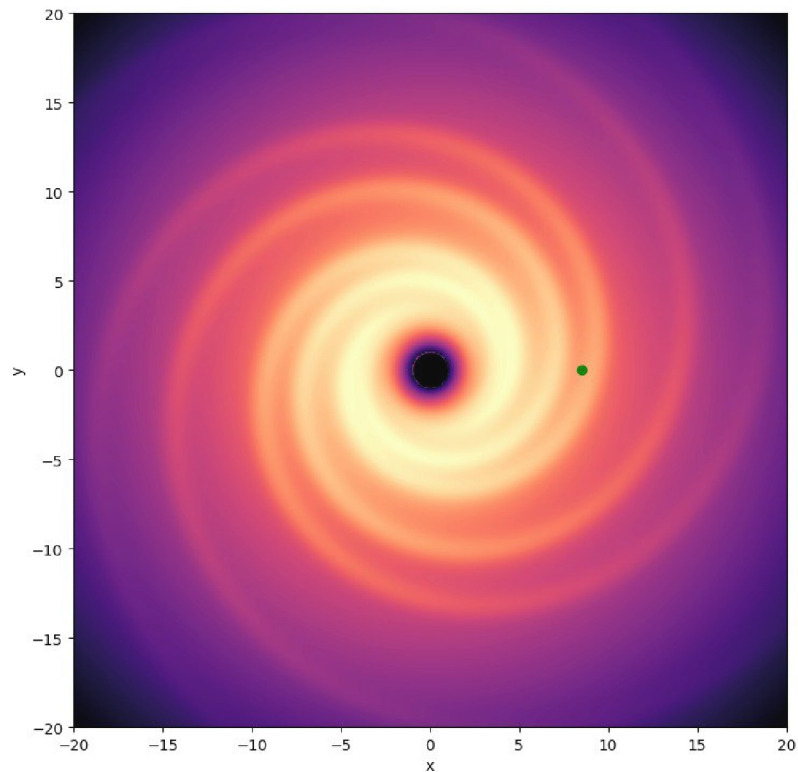
где

$$\begin{bmatrix} x' \\ y' \end{bmatrix} = M(\theta) \cdot \begin{bmatrix} x \\ y \end{bmatrix}$$

и  $M(\theta)$  — двумерная матрица вращения с  $\theta = 28^\circ$ . Исходный барионоподобный профиль плотности, а также используемый в работе вариант с исключённой сердцевинной показаны на следующих рисунках (здесь  $x$  и  $y$  - галактические координаты в килопарсеках, срез взят в плоскости галактики ( $z=0$ ), цветной точкой указано положение солнечной системы):







Хотя исключение области галактического центра действительно решило проблему перепроизводства и позволило гораздо лучше описать долю позитронов, результирующее значение  $\chi^2$  достигло 20, в основном из-за перепроизводства гамма-лучей. По-видимому, профиль плотности барионов в текущем виде слишком толстый по оси  $z$  и, следовательно, не позволяет разрешить это противоречие с гамма-излучением.

Этот довольно реалистичный и вместе с тем заведомо проигрышный вариант профиля плотности и был выбран в данном случае, для того чтобы протестировать, на сколько задание энергетического распределения распадающихся частиц может улучшить результаты.

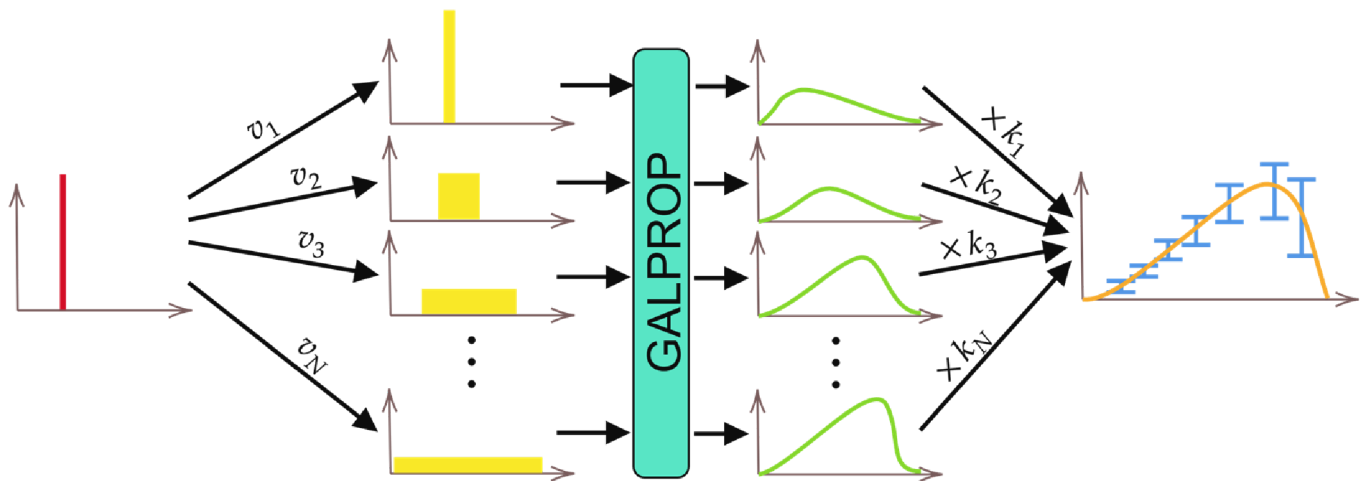
### 3. Составление спектра частицы $\Upsilon$

Ключевой идеей данной работы является использование свойства аддитивности, которым обладает исследуемая задача. Другими словами, если мы разобьём исследуемый спектр инжекции на несколько независимых частей, то, очевидно, что спектр, приходящий от объединения этих частей будет равен сумме спектров от каждой из частей в отдельности.

В этой связи, можно предложить следующий способ построения интересующего нас распределения по скорости  $Y$ :

1. Промоделируем спектры инжекции позитронов и гамма излучения в системе покоя частицы  $Y$ .
2. Пересчитаем полученные спектры в лабораторную систему отсчёта для различных скоростей  $Y$ , например:  $v_1 = 0, v_2 = 0.01, v_3 = 0.02, \dots v_N = 0.99$ .
3. Для каждого случая (для каждого  $v_i$ ) проведём моделирование и вычислим наблюдаемые спектры позитронов и гамма излучения.
4. Представим искомый спектр (экспериментальные точки), как линейную комбинацию полученных спектров с некоторыми положительными коэффициентами  $\{k_1, k_2, k_3 \dots k_N\}$ .
5. По найденным коэффициентам восстановим оптимальное распределение  $Y$  по скорости. Получим приближение в виде гистограммы, где высота бина отвечающего скорости  $v_i$  определяется как  $k_i / \sum_j k_j$ .

Схематично вся процедура расчёта показана на следующем рисунке:



Поиск оптимального разложения одного вектора по набору других с положительными коэффициентами, производящийся в пункте 4, это задача линейной алгебры, имеющая известное решение[4], более того это решение уже реализовано в таких программных пакетах как MATLAB или SciPy (Python).

Применение и модификация этих методов обсуждались мной в работах прошлых семестров. Так ранее был показан алгоритм, позволяющий быстро находить набор коэффициентов  $\vec{k}$  отвечающий минимальному значению выражения

$$\chi^2_{\theta} = \sum_{datapoints} \frac{\Delta\Phi_{e^+}^2}{\sigma_e^2} + \sum_{datapoints} \frac{\Delta\Phi_{\gamma}^2}{\sigma_{\gamma}^2} \theta(\Delta\Phi_{\gamma})$$

Где  $\theta$  - функция Хэвисайда,

$$\Delta\Phi_{e^+(\gamma)} = \Phi^{e^+(\gamma)}_{эксп} - \Phi^{e^+(\gamma)}_{расч} = \Phi^{e^+(\gamma)}_{эксп} - \sum_i k_i \phi_i.$$

Таким образом мы можем получать кусочно-постоянное приближение к оптимальному спектру инжекции частиц  $Y$ , тем более точное, чем мельче выбрано разбиение  $v_1, v_2, \dots v_N$ .

## Анализ результатов.

Проводя сравнение возможных результатов для покоящихся частиц  $\Upsilon$  и для распадов на лету, были получены следующие оптимальные параметры:

Для распада  $\Upsilon$  в покое:

$$m_{\Upsilon} = 1000 \text{ ГэВ}$$

$$Br_e = 0; Br_{\mu} = 0.52; Br_{\tau} = 0.48$$

$$\text{В этом случае } \chi^2/N_{\text{точек данных}} = 20.7$$

Для распада частицы  $\Upsilon$ , имеющей распределение по энергии:

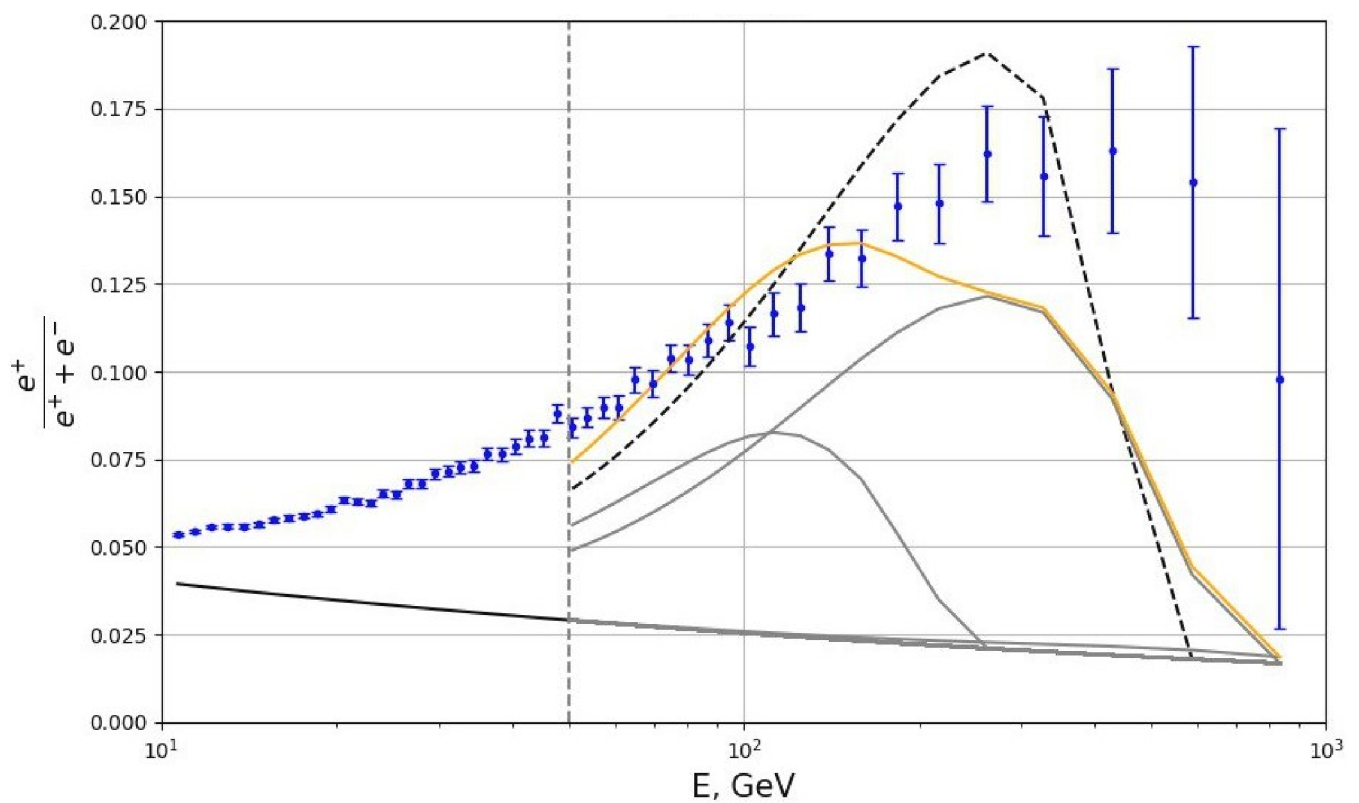
$$m_{\Upsilon} = 400 \text{ ГэВ}$$

$$Br_e = 0.04; Br_{\mu} = 0.96; Br_{\tau} = 0$$

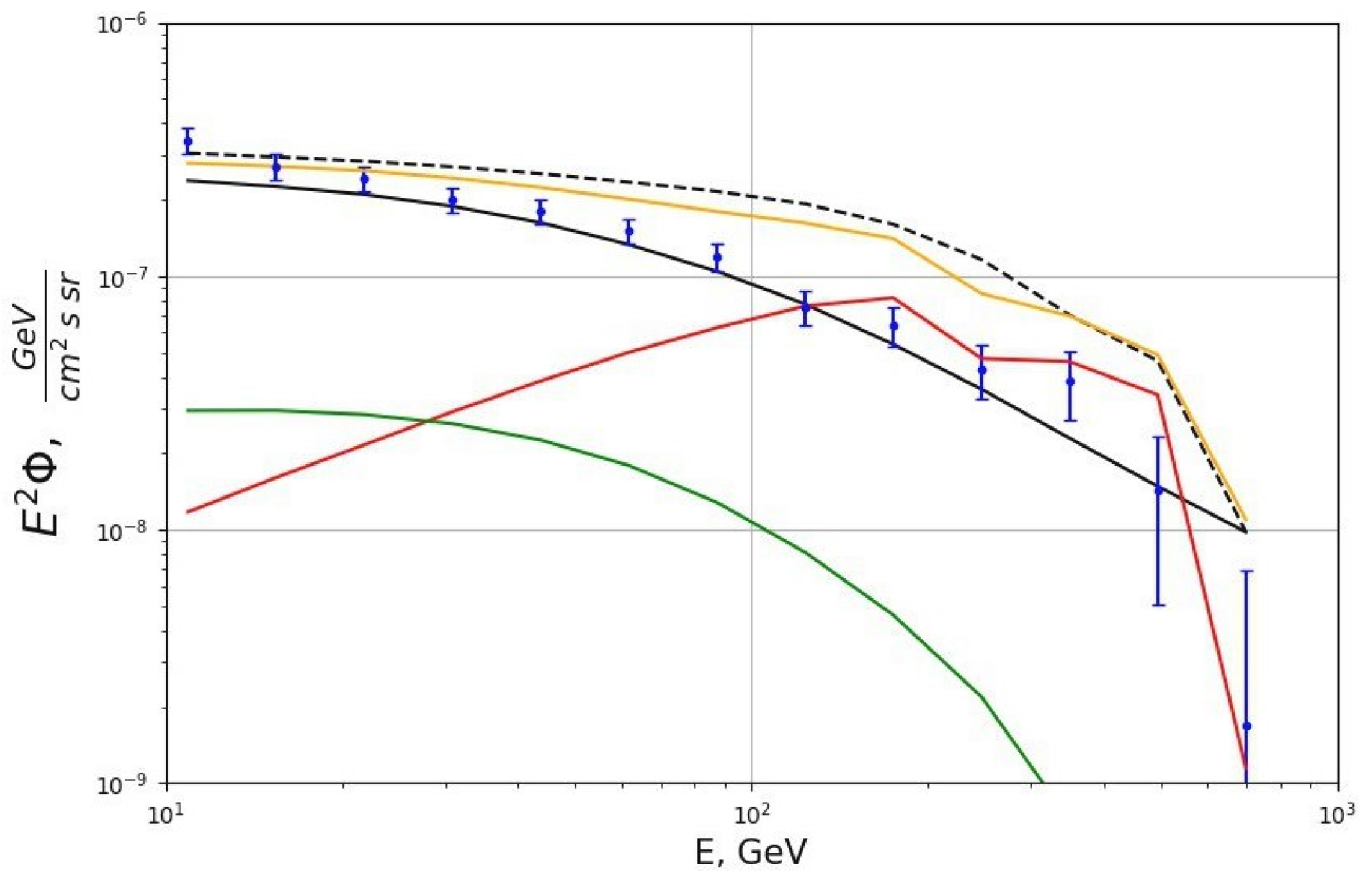
$$\text{В этом случае } \chi^2/N_{\text{точек данных}} = 9.9$$

Энергетическое распределение  $\Upsilon$  было получено в виде двух пиков на энергии 408 ГэВ (55%) и 760 ГэВ (45%).

На следующем рисунке приведены полученные потоки позитронов (оранжевая линия) в сравнении с данными AMS (синие точки). Серыми линиями показаны вклады от двух пиков полученного энергетического распределения. Чёрной пунктирной линией показан наилучший результат полученный для покоящейся частицы  $\Upsilon$ .



Далее на рисунке приведены полученные гамма-спектры (оранжевая линия) в сравнении с данными Fermi/LAT (синие точки). Красным и зелёным цветом обозначены вклады первичного и вторичного излучения соответственно. Чёрной линией показан используемый фон. Пунктирная линия также соответствует наилучшему результату для распада в покое.



Видно, что различия полученных результатов с результатами для покоящейся частицы не так велики. Выбор энергетического распределения распадающейся частицы не даёт нам такой свободы в вариации итоговых спектров, как, например, выбор пространственного распределения источников, и результаты для исследуемого барионоподобного профиля всё ещё нельзя назвать удовлетворительными. Однако, усложнением формы спектров в данном случае удалось добиться снижения параметра  $\chi^2$  в два раза, а значит методику можно признать эффективной и пригодной для дальнейшего анализа различных пространственных распределений.

## Заключение

Данная работа была посвящена поиску энергетического распределения источников излучения для объяснения избытка позитронов в космических лучах.

В качестве источников рассматривались гипотетические частицы рождающиеся в ходе аннигиляции частиц нестабильной скрытой массы (тёмной материи), способные распадаться с образованием позитронов в конечном состоянии по  $e^+e^-$ ,  $\mu^+\mu^-$  и  $\tau^+\tau^-$  каналам. Массы этих частиц и вероятности распада по каждому из каналов были свободными параметрами модели.

Была произведена доработка функционала программного обеспечения, использующегося при моделировании.

Были разработаны подходы, позволяющие на основе методов линейной алгебры находить оптимальное энергетическое распределение на основе экспериментальных данных.

На примере тестового барионоподобного профиля плотности оценивалась эффективность используемого метода. Было показано, что рассмотрение распадов на лету не может привести спектры рассматриваемого профиля плотности в согласие с данными.

Данная работа не ставила задачу о построении окончательной модели объясняющей позитронную аномалию. Она направлена на развитие методологии, модернизацию вычислительных средств и получение новых инструментов, полезных для будущих моделей.

Было показано, что используемая техника определённо позволяет улучшить показатели согласия с данными. Таким образом в дальнейшем планируется пересмотреть результаты для рассмотренных в предыдущих работах профилей плотности.

## Список использованных источников

1. Aguilar, M. et al. The Alpha Magnetic Spectrometer (AMS) on the international space station: Part II — Results from the first seven years. *Physics Reports* 894. The Alpha Magnetic Spectrometer (AMS) on the International Space Station: Part II - Results from the First Seven Years, 1–116. issn: 0370-1573 (2021).
2. Ackermann, M. et al. The spectrum of isotropic diffuse gamma-ray emission between 100 MeV and 820 GeV. *Astrophys. J.* 799, 86. arXiv: 1410.3696 [astro-ph.HE] (2015).
3. GALPROP (Электронный ресурс) The GALPROP code for cosmicray transport and diffuse emission production.
4. Bro, R. & De Jong, S. A fast non-negativity-constrained least squares algorithm. *Journal of Chemometrics* 11, 393–401 (1997).
5. Adriani, O. et al. An anomalous positron abundance in cosmic rays with energies 1.5-100 GeV. *Nature* 458 (2009).
6. Aguilar, M. et al. First Result from the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station: Precision Measurement of the Positron Fraction in Primary Cosmic Rays of 0.5-350 GeV. *Phys. Rev. Lett.* 110, 141102 (2013).
7. Accardo, L. et al. High Statistics Measurement of the Positron Fraction in Primary Cosmic Rays of 0.5–500 GeV with the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station. *Phys. Rev. Lett.* 113, 121101 (2014).
8. Belotsky, K., Budaev, R., Kirillov, A. & Laletin, M. Fermi-LAT kills dark matter interpretations of AMS-02 data. Or not? *JCAP* 1701, 021. arXiv: 1606.01271 [astro-ph.HE] (2017).
9. Alekseev, V. V. et al. High-energy cosmic antiparticle excess vs. isotropic gamma-ray background problem in decaying dark matter Universe. *J. Phys. Conf. Ser.* 675, 012023 (2016).
10. Belotsky, K. M., Kirillov, A. A. & Solovyov, M. L. Development of dark disk model of positron anomaly origin. *Int. J. Mod. Phys. D* 27, 11. arXiv: 1802.04678 [astro-ph.HE] (2018).
11. Belotsky, K., Kamaletdinov, A., Laletin, M. & Solovyov, M. The DAMPE excess and gamma-ray constraints. *Phys. Dark Universe* 26, 100333. arXiv: 1904.02456 [astro-ph.HE] (2019).



12. Solovyov, M. L., Rakhimova, M. A. & Belotsky, K. M. The “Dark disk” model in the light of DAMPE experiment. *Bled Workshops in Physics* 21, 156–161. arXiv: 2011.04425 [astro-ph.HE] (2020).
13. Hunter, G. H. et al. Testing kinematic distances under a realistic Galactic potential: Investigating systematic errors in the kinematic distance method arising from a non-axisymmetric potential. *A&A* 692, A216. arXiv: 2403.18000 [astro-ph.GA] (2024).