

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

УДК 539.12.01

ОТЧЕТ
О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ
МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПАДА ЧАСТИЦ СКРЫТОЙ МАССЫ

Научный руководитель
д.ф.-м.н.

_____ К. М. Белоцкий

Студент

_____ Я. А. Басов

Москва, 2025

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	3
1 Построение модели	4
2 Поиск аналитического решения	5
2.1 Работа с зарядовым сопряжением	5
2.2 Расчет ширины распада $X \rightarrow e^+ + e^-$	6
2.3 Расчет ширины распада $X \rightarrow e^+ + e^+$	7
2.4 Расчет ширины распада $X^0 \rightarrow e^- + e^+ + \gamma$	8
2.5 Расчет ширины распада $X^{++} \rightarrow e^+ + e^+ + \gamma$	10
3 Моделирование	12
Заключение	14

ВВЕДЕНИЕ

Избыток позитронов в космических лучах, впервые обнаруженный экспериментом PAMELA [1] и в дальнейшем нашедший подтверждение в данных экспериментов AMS-02 и Fermi-LAT [2; 3], все еще остается без общепризнанного объяснения. Наиболее многообещающим предположением о природе так называемой позитронной аномалии является существование ранее неизвестных источников первичных позитронов, самыми популярными кандидатами в которые являются пульсары и скрытая масса. Однако существующие модели со скрытой материей имеют существенную проблему с производством сопутствующего гамма-излучения.

В данной работе проводится поиск возможного решения проблемы позитронной аномалии путем рассмотрения подавления гамма-излучения в моделях с модой распада бозонной частицы скрытой массы. Анализ включает модели с зарядовым сопряжением частиц, влияние эффектов спинового взаимодействия и нарушения P-четности. Влияние может оказывать принцип запрета Паули [4], что приведет к подавлению гамма-излучения. В работе рассматриваются следующие возможные случаи массивных частиц скрытой массы: скалярный и векторный бозоны X (заряд 0, +2), содержащие псевдоскалярные и псевдовекторные компоненты.

1 ПОСТРОЕНИЕ МОДЕЛИ

В данной работе рассмотрены следующие возможные случаи массивных частиц скрытой массы в распаде вида $X \rightarrow e^+ + e^\pm$:

- (псевдо)скалярный бозон X (заряд 0, +2);
- (псевдо)векторный бозон X (заряд 0, +2).

Для этих случаев с учетом спиновых состояний [5] написаны соответствующие лагранжианы, включающие члены, описывающие моду распада частицы X :

$$\mathcal{L}_{X^0 scalar} = \frac{1}{2}\partial_\mu X \partial^\mu X - \frac{1}{2}M_X^2 X^2 - \bar{\psi}(a + b\gamma^5)X\psi, \quad (1)$$

$$\mathcal{L}_{X^{++} scalar} = D_\mu X^\dagger D^\mu X - M_X^2 X^\dagger X - (\bar{\psi}(a + b\gamma^5)X\psi^C + h.c.), \quad (2)$$

$$\mathcal{L}_{X^0 vector} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \frac{1}{2}M_X^2 X_\mu X^\mu - \bar{\psi}(a + b\gamma^5)\gamma^\mu X_\mu\psi, \quad (3)$$

$$\mathcal{L}_{X^{++} vector} = -\frac{1}{2}F_{\mu\nu}^\dagger F^{\mu\nu} + M_X^2 X_\mu^\dagger X^\mu - (\bar{\psi}(a + b\gamma^5)\gamma^\mu X_\mu\psi^C + h.c.), \quad (4)$$

где M_X – масса частицы X , a, b – константы взаимодействия, ψ – биспиноры электронов и позитронов.

2 ПОИСК АНАЛИТИЧЕСКОГО РЕШЕНИЯ

2.1 Работа с зарядовым сопряжением

Для распадов вида $X \rightarrow e^+ + e^-$ и $X \rightarrow e^+ + e^+$ лагранжианы взаимодействия выглядят разным образом, что приводит к изменению правил расчета матричных элементов. Их можно получить из соотношений для биспиноров [5] $\psi^C = C(\bar{\psi})^T$, $\bar{\psi}^C = (C(\bar{\psi})^T)^\dagger \gamma_0 = \psi^T C$, где $C = i\gamma_2\gamma_0$ – матрица оператора зарядового сопряжения в базисе Дирака со свойствами $C^+ = C^{-1} = C^T = -C = i\gamma_0\gamma_2$. Разложение $\psi(x)$ по собственным функциям гамильтониана Дирака имеет вид:

$$\psi(x) = \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \frac{1}{\sqrt{2E_p}} \sum_s (a_p^s u^s(p) e^{-ipx} + b_p^{s\dagger} v^s(p) e^{ipx}), \quad (5)$$

$$\bar{\psi}(x) = \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \frac{1}{\sqrt{2E_p}} \sum_s (b_p^s \bar{v}^s(p) e^{-ipx} + a_p^{s\dagger} \bar{u}^s(p) e^{ipx}), \quad (6)$$

где a_p^s – оператор уничтожения e^- с биспинором u , $b_p^{s\dagger}$ – оператор рождения e^+ с биспинором v , b_p^s – оператор уничтожения e^+ с биспинором \bar{v} , $a_p^{s\dagger}$ – оператор рождения e^- с биспинором \bar{u} . После применения операции зарядового сопряжения:

$$\psi^C(x) = \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \frac{1}{\sqrt{2E_p}} \sum_s (b_p^s u^s(p) e^{-ipx} + a_p^{s\dagger} v^s(p) e^{ipx}), \quad (7)$$

$$\bar{\psi}^C(x) = \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \frac{1}{\sqrt{2E_p}} \sum_s (a_p^s \bar{v}^s(p) e^{-ipx} + b_p^{s\dagger} \bar{u}^s(p) e^{ipx}), \quad (8)$$

где a_p^s – оператор уничтожения e^- с биспинором \bar{v} , $b_p^{s\dagger}$ – оператор рождения e^+ с биспинором \bar{u} , b_p^s – оператор уничтожения e^+ с биспинором u , $a_p^{s\dagger}$ – оператор рождения e^- с биспинором v .

Операторы рождения и уничтожения в этих разложениях поменялись местами относительно соответствующих несопряженных версий. Это означает, что для правил Фейнмана зарядовосопряженная частица ведет себя так же, как и частица (за исключением перестановки импульсов тождественных частиц): она обладает теми же биспинорами в начальном и конечном состоянии, тем же пропагатором, а в вершинном члене меняется только знак заряда. Таким образом, матричный элемент двух распадов составляется из одинаковых биспиноров. В распаде $X \rightarrow e^\pm + e^\pm$ фермионам в конечном состоянии соответствуют биспиноры: e^- , $C(e^-) = \bar{u}(p_1)$ и e^+ – $v(p_2)$.

2.2 Расчет ширины распада $X \rightarrow e^+ + e^-$

Дифференциальная ширина распада определяется выражением

$$d\Gamma = \frac{1}{2M_X} \frac{1}{2S_X + 1} \frac{1}{n!} \prod_{i=1}^N \frac{d^3 p_i}{2E_i (2\pi)^3} (2\pi)^4 \delta^{(4)}(p_X - \sum_{i=1}^N p_i) \sum_{s_1, s_2} |\mathcal{M}|^2. \quad (9)$$

где S_X – спин частицы X , n – количество тождественных частиц в конечном состоянии, N – количество частиц в конечном состоянии.

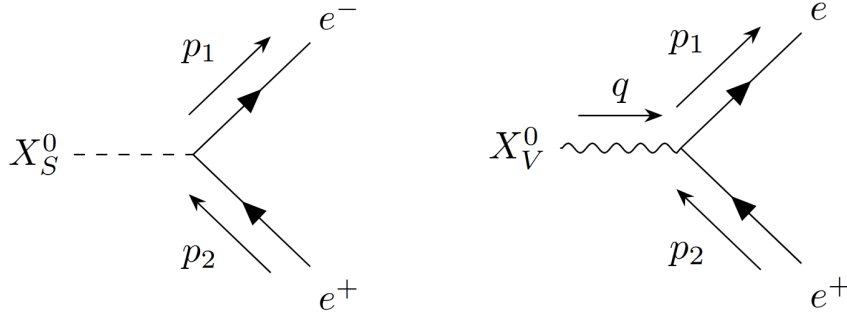


Рисунок 1 – Диаграммы Фейнмана для распадов $X^0 \rightarrow e^+ + e^-$.

Для расчета ширины распада строим матричные элементы в соответствии с диаграммами Фейнмана (рисунок 1):

$$\begin{aligned} i\mathcal{M}_{X_{scalar}^0} &= \bar{u}^{s_1}(p_1)(-i(a + b\gamma^5))v^{s_2}(p_2), \\ i\mathcal{M}_{X_{vector}^0} &= \bar{u}^{s_1}(p_1)(-i(a + b\gamma^5))\gamma^\mu \varepsilon_\mu(q)v^{s_2}(p_2). \end{aligned} \quad (10)$$

Квадрат матричного элемента распада после суммирования по поляризациям и преобразований матриц принимает значение константы:

$$\begin{aligned} |\mathcal{M}_{X_{scalar}^0}|^2 &= 2M_X^2 \left(a^2 \left(1 - \frac{4m_e^2}{M_X^2} \right) + b^2 \right), \\ |\mathcal{M}_{X_{vector}^0}|^2 &= 4M_X^2 \left(a^2 \left(1 + \frac{2m_e^2}{M_X^2} \right) + b^2 \left(1 - \frac{4m_e^2}{M_X^2} \right) \right). \end{aligned} \quad (11)$$

где m_e – масса электрона.

Полная ширина распада:

$$\begin{aligned} \Gamma_{X_{scalar}^0} &= \frac{M_X}{8\pi} \sqrt{1 - \frac{4m_e^2}{M_X^2}} \left(a^2 \left(1 - \frac{4m_e^2}{M_X^2} \right) + b^2 \right), \\ \Gamma_{X_{vector}^0} &= \frac{M_X}{12\pi} \sqrt{1 - \frac{4m_e^2}{M_X^2}} \left(a^2 \left(1 + \frac{2m_e^2}{M_X^2} \right) + b^2 \left(1 - \frac{4m_e^2}{M_X^2} \right) \right). \end{aligned} \quad (12)$$

2.3 Расчет ширины распада $X \rightarrow e^+ + e^+$

Строим матричные элементы с учетом тождественности частиц в конечном состоянии в соответствии с диаграммами Фейнмана (рисунок 2):

$$\begin{aligned}
 i\mathcal{M}_{X_{scalar}^{++}} &= \bar{u}^{s_1}(p_1)(-i(a + b\gamma^5))v^{s_2}(p_2) - \\
 &\quad - \bar{u}^{s_2}(p_2)(-i(a + b\gamma^5))v^{s_1}(p_1), \\
 i\mathcal{M}_{X_{vector}^{++}} &= \bar{u}^{s_1}(p_1)(-i(a + b\gamma^5))\gamma^\mu \varepsilon_\mu(q)v^{s_2}(p_2) - \\
 &\quad - \bar{u}^{s_2}(p_2)(-i(a + b\gamma^5))\gamma^\mu \varepsilon_\mu(q)v^{s_1}(p_1).
 \end{aligned} \tag{13}$$

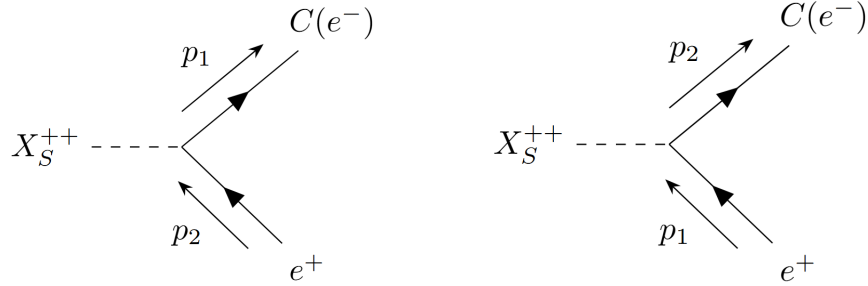


Рисунок 2 — Диаграммы Фейнмана для распада $X^{++} \rightarrow e^+ + e^+$.

Квадрат матричного элемента распада после суммирования по поляризациям и преобразований матриц принимает значение константы:

$$\begin{aligned}
 |\mathcal{M}_{X_{scalar}^{++}}|^2 &= 4M_X^2 \left(a^2 \left(1 - \frac{4m_e^2}{M_X^2} \right) + b^2 \right), \\
 |\mathcal{M}_{X_{vector}^{++}}|^2 &= 8M_X^2 \left(b^2 \left(1 - \frac{4m_e^2}{M_X^2} \right) \right).
 \end{aligned} \tag{14}$$

где m_e — масса электрона.

Полная ширина распада:

$$\begin{aligned}
 \Gamma_{X_{scalar}^{++}} &= \frac{M_X}{4\pi} \sqrt{1 - \frac{4m_e^2}{M_X^2}} \left(a^2 \left(1 - \frac{4m_e^2}{M_X^2} \right) + b^2 \right), \\
 \Gamma_{X_{vector}^{++}} &= \frac{M_X}{6\pi} \sqrt{1 - \frac{4m_e^2}{M_X^2}} \left(b^2 \left(1 - \frac{4m_e^2}{M_X^2} \right) \right).
 \end{aligned} \tag{15}$$

По сравнению со случаем распада $X \rightarrow e^- + e^+$ (формула (12)) ширина распада скалярной частицы и псевдовекторной частицы увеличилась вдвое, а векторная часть занулилась. Таким образом, можно говорить о качественном отличии случаев.

2.4 Расчет ширины распада $X^0 \rightarrow e^- + e^+ + \gamma$

Матричные элементы для диаграмм Фейнмана (рисунок 3):

$$\begin{aligned}
 i\mathcal{M}_{X_{scalar}^0} &= \bar{u}(p_1)(-ie\gamma^{\mu_1})\varepsilon_{\mu_1}^*(k)i\frac{\not{q}_1 + m_e}{q_1^2 - m_e^2}(-i(a + b\gamma^5))v(p_2) + \\
 &+ \bar{u}(p_1)(-i(a + b\gamma^5))i\frac{-\not{q}_2 + m_e}{q_2^2 - m_e^2}(-ie\gamma^{\mu_2})\varepsilon_{\mu_2}^*(k)v(p_2), \\
 i\mathcal{M}_{X_{vector}^0} &= \bar{u}(p_1)(-ie\gamma^{\mu_1})\varepsilon_{\mu_1}^*(k)i\frac{\not{q}_1 + m_e}{q_1^2 - m_e^2}(-i(a + b\gamma^5)\gamma^{\nu_1})\varepsilon_{\nu_1}(q)v(p_2) + \\
 &+ \bar{u}(p_1)(-i(a + b\gamma^5)\gamma^{\nu_2})\varepsilon_{\nu_2}(q)i\frac{-\not{q}_2 + m_e}{q_2^2 - m_e^2}(-ie\gamma^{\mu_2})\varepsilon_{\mu_2}^*(k)v(p_2).
 \end{aligned} \tag{16}$$

где $q_1 = p_1 + k$, $q_2 = p_2 + k$ – импульсы виртуальных фотонов, e – элементарный электрический заряд.

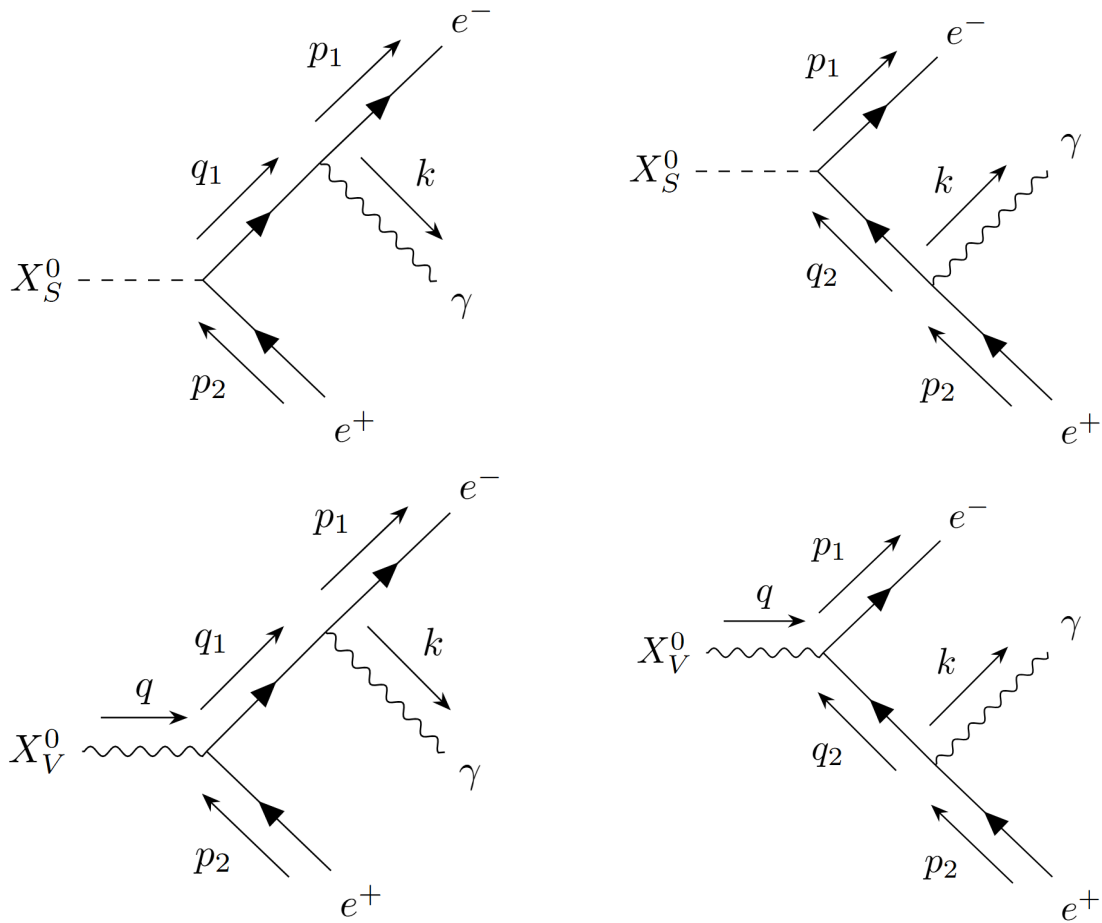


Рисунок 3 – Диаграммы Фейнмана для распада $X^0 \rightarrow e^- + e^+ + \gamma$.

На основе кинематики распада в 3 частицы вычислены пределы на

энергию частиц:

$$E_1^\pm = \frac{(E_{1m} - E_\gamma)(M_X - E_\gamma) \pm E_\gamma \sqrt{(E_{\gamma m} - E_\gamma)(M_X/2 - E_\gamma)}}{M_X - 2E_\gamma}, \quad (17)$$

$$E_{1m} = E_{2m} = \frac{M_X}{2}, \quad E_{\gamma m} = \frac{M_X^2 - 4m_e^2}{2M_X}, \quad E = \frac{M_X^2 - 2m_e^2}{2M_X}, \quad B = \frac{M_X^2 + 2m_e^2}{2M_X},$$

где E_1 – энергия электрона, E_2 – энергия позитрона, E_γ – энергия фотона конечного состояния, E_{1m} – максимально возможная энергия электрона, E_{2m} – максимально возможная энергия позитрона, $E_{\gamma m}$ – максимально возможная энергия фотона, E, B – параметры для универсальности и краткости обозначений.

Выражение для дифференциальной ширины распада в 3 частицы в системе покоя родительской частицы имеет вид:

$$d\Gamma = \frac{|\mathcal{M}|^2/n!}{2M_X(2\pi)^5(2S_X + 1)} \prod_{i=1}^3 \frac{d^3 p_i}{2E_i} \delta(\vec{p}_1 + \vec{p}_2 + \vec{p}_\gamma) \delta(E_1 + E_2 + E_\gamma - M_X). \quad (18)$$

После интегрирования дифференциальной ширины распада по нескольким кинематическим переменным остается интеграл

$$\frac{d\Gamma}{dE_\gamma} = \frac{1}{8M_X(2\pi)^3(2S_X + 1)n!} \int_{E_1^-}^{E_1^+} |\mathcal{M}|^2 dE_1. \quad (19)$$

Дифференциальная ширина распада в зависимости от энергии фотона принимает вид

$$\frac{d\Gamma_{X_S^0}}{dE_\gamma} = \frac{e^2/M_X^2}{2(2\pi)^3} \left(m_e^2 \left(a^2 E_{\gamma m} + b^2 \frac{M_X}{2} \right) F_1 + F_2 \cdot \frac{M_X}{E_\gamma} \left(a^2 (E_\gamma^2 - 2E_\gamma E_{\gamma m} + 2E_{\gamma m} E) + b^2 (E_\gamma^2 - M_X E_\gamma + M_X E) \right) \right) \Big|_{E_1^-}^{E_1^+}, \quad (20)$$

$$\frac{d\Gamma_{X_V^0}}{dE_\gamma} = \frac{e^2/M_X^2}{3(2\pi)^3} \left(-2M_X E_1 (a^2 + b^2) + m_e^2 (a^2 B + b^2 E_{\gamma m}) F_1 + F_2 \cdot \frac{M_X}{E_\gamma} \left(a^2 (E_\gamma^2 - 2E_\gamma B + B E) + 2b^2 \left(E_\gamma^2 \frac{B}{M_X} - E_{\gamma m} E_\gamma + E_{\gamma m} E \right) \right) \right) \Big|_{E_1^-}^{E_1^+},$$

$$F_1 = F_1(E_1) = \left(\frac{1}{E_1 + E_\gamma + E_{2m} - M_X} - \frac{1}{E_{1m} - E_1} \right),$$

$$F_2 = F_2(E_1) = \ln \frac{E_1 + E_\gamma + E_{2m} - M_X}{E_{1m} - E_1}.$$

2.5 Расчет ширины распада $X^{++} \rightarrow e^+ + e^- + \gamma$

Матричные элементы для диаграмм Фейнмана (рисунки 4 и 5):

$$\begin{aligned}
 i\mathcal{M}_{X_{scalar}^{++}} &= \bar{u}(p_1)(+ie\gamma^{\mu_1})\varepsilon_{\mu_1}^*(k)i\frac{\not{q}_1 + m_e}{q_1^2 - m_e^2}(-i(a + b\gamma^5))v(p_2) + \\
 &+ \bar{u}(p_1)(-i(a + b\gamma^5))i\frac{-\not{q}_2 + m_e}{q_2^2 - m_e^2}(-ie\gamma^{\mu_2})\varepsilon_{\mu_2}^*(k)v(p_2) - \\
 &- \bar{u}(p_2)(+ie\gamma^{\mu_3})\varepsilon_{\mu_3}^*(k)i\frac{\not{q}_2 + m_e}{q_2^2 - m_e^2}(-i(a + b\gamma^5))v(p_1) - \\
 &- \bar{u}(p_2)(-i(a + b\gamma^5))i\frac{-\not{q}_1 + m_e}{q_1^2 - m_e^2}(-ie\gamma^{\mu_4})\varepsilon_{\mu_4}^*(k)v(p_1), \\
 i\mathcal{M}_{X_{vector}^{++}} &= \bar{u}(p_1)(+ie\gamma^{\mu_1})\varepsilon_{\mu_1}^*(k)i\frac{\not{q}_1 + m_e}{q_1^2 - m_e^2}(-i(a + b\gamma^5)\gamma^{\nu_1})\varepsilon_{\nu_1}(q)v(p_2) + \\
 &+ \bar{u}(p_1)(-i(a + b\gamma^5)\gamma^{\nu_2})\varepsilon_{\nu_2}(q)i\frac{-\not{q}_2 + m_e}{q_2^2 - m_e^2}(-ie\gamma^{\mu_2})\varepsilon_{\mu_2}^*(k)v(p_2) - \\
 &- \bar{u}(p_2)(+ie\gamma^{\mu_3})\varepsilon_{\mu_3}^*(k)i\frac{\not{q}_2 + m_e}{q_2^2 - m_e^2}(-i(a + b\gamma^5)\gamma^{\nu_3})\varepsilon_{\nu_3}(q)v(p_1) - \\
 &- \bar{u}(p_2)(-i(a + b\gamma^5)\gamma^{\nu_4})\varepsilon_{\nu_4}(q)i\frac{-\not{q}_1 + m_e}{q_1^2 - m_e^2}(-ie\gamma^{\mu_4})\varepsilon_{\mu_4}^*(k)v(p_1).
 \end{aligned} \tag{21}$$

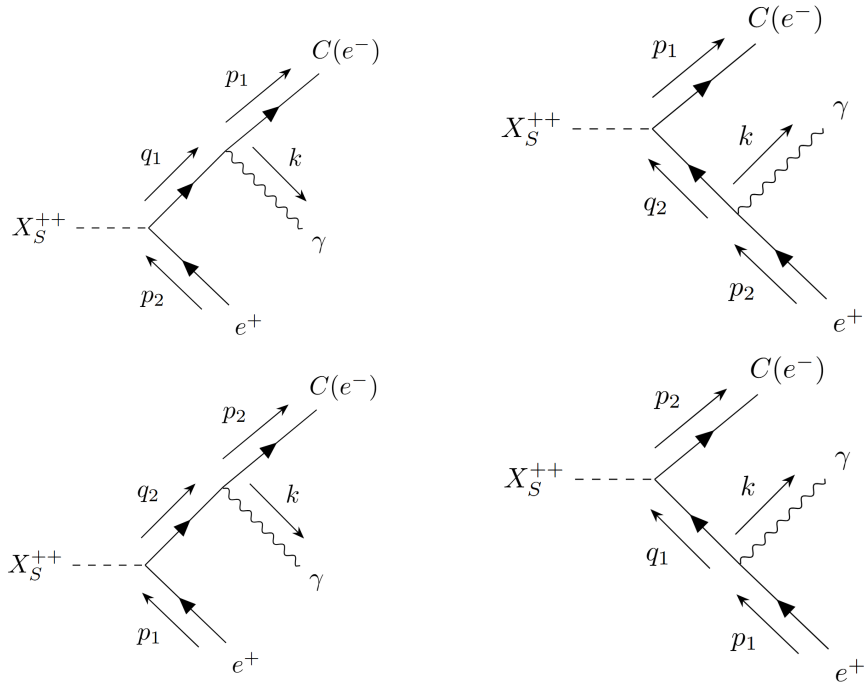


Рисунок 4 — Диаграммы Фейнмана для распада $X_{scalar}^{++} \rightarrow e^- + e^+ + \gamma$.

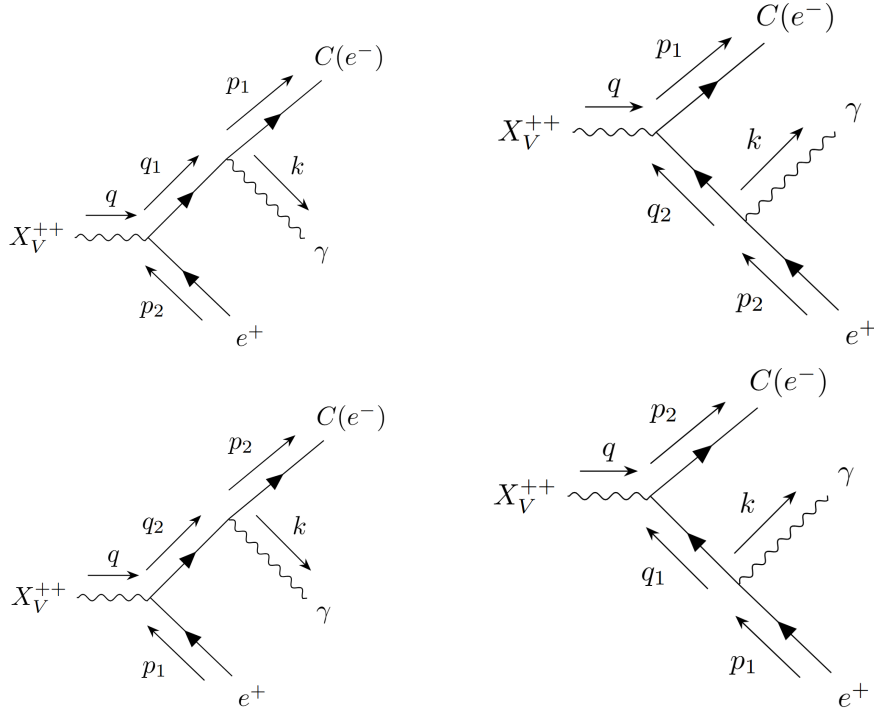


Рисунок 5 – Диаграммы Фейнмана для распада $X_{vector}^{++} \rightarrow e^- + e^+ + \gamma$.

Дифференциальная ширина распада в зависимости от энергии фотона принимает вид

$$\begin{aligned}
 \frac{d\Gamma_{X_S^{++}}}{dE_\gamma} &= \frac{e^2/M_X^2}{(2\pi)^3} \left(-4E_1 M_X (a^2 + b^2) + m_e^2 \left(a^2 E_{\gamma m} + b^2 \frac{M_X}{2} \right) F_1 + F_2 \cdot \right. \\
 &\quad \left. \cdot \frac{M_X}{E_\gamma} \left(a^2 (E_\gamma^2 + M_X E_\gamma - 2E_{\gamma m} E) + b^2 (E_\gamma^2 + M_X E_\gamma + M_X E) \right) \right) \Big|_{E_1^-}^{E_1^+}, \\
 \frac{d\Gamma_{X_V^{++}}}{dE_\gamma} &= \frac{2b^2 e^2/M_X^2}{3(2\pi)^3} \left(-4E_1 \left(E_\gamma - \frac{m_e^2}{M_X} \right) + m_e^2 E_{\gamma m} F_1 + F_2 \cdot \right. \\
 &\quad \left. \cdot \frac{M_X}{E_\gamma} \left(E_\gamma^2 \frac{2E}{M_X} + M_X E_\gamma - 2E_{\gamma m} E \right) \right) \Big|_{E_1^-}^{E_1^+}.
 \end{aligned} \tag{22}$$

Все расчеты были произведены с помощью пакета FeynCalc [6],[7].

3 МОДЕЛИРОВАНИЕ

Создание расширений Стандартной модели, предполагающих существование рассмотренных частиц, было произведено с помощью программы FeynRules. За основу была выбрана Стандартная модель, установленная в FeynRules. В качестве входных данных использовались соответствующие лагранжианы частиц скрытой массы X и их взаимодействий, заданных формулами (1-4), масса частицы $X - 1000$ ГэВ.

Моделирование распада частицы X на электроны, позитроны и фотоны производилось в программах CompHEP и MadGraph 5, использующих файлы моделей, созданные в программе FeynRules. Для мод распада $X \rightarrow e^{\pm} + e^{\pm} + \gamma$ построены энергетические спектры фотона для аналитического решения и данных моделирования в программах MadGraph 5 и CompHEP (рисунок 6). Построенные графики аналитического решения и моделирования в MadGraph 5 и CompHEP совпадают на всем промежутке рассматриваемых энергий фотона в конечном состоянии.

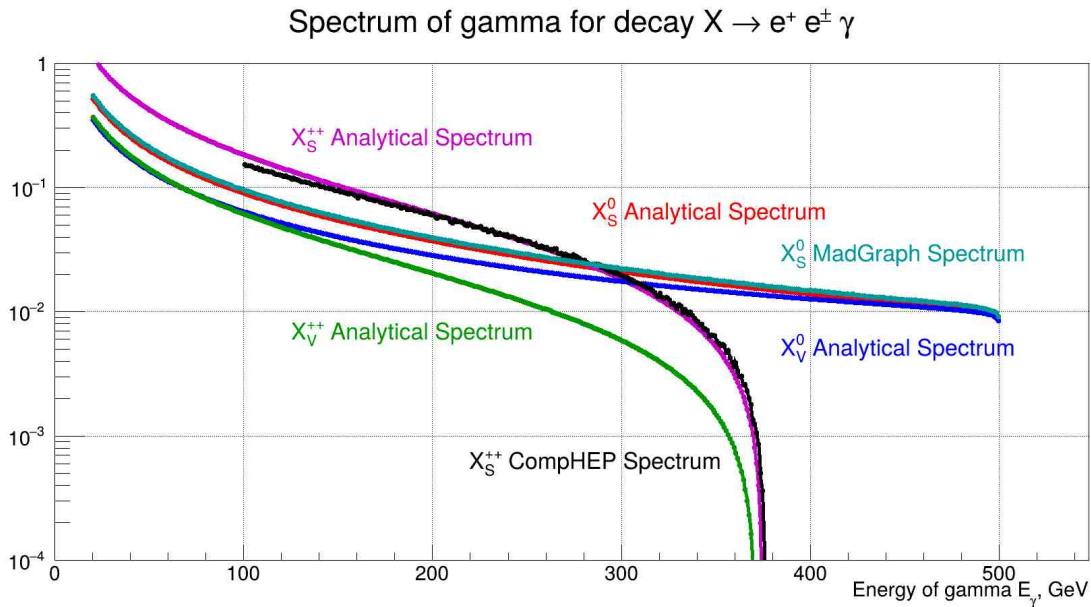


Рисунок 6 — Аналитический и смоделированный фотонные спектры распада $X \rightarrow e^{\pm} + e^{\pm} + \gamma$.

В случае заряженных частиц как в аналитическом решении, так и в моделировании наблюдается эффект отрицательной ширины распада при высоких энергиях, что невозможно в реальном физическом процессе. Таким образом, обнаружена ошибка в работе моделирования программы CompHEP и аналитического расчета ввиду неверного расчета квадрата матричного элемен-

та с компонентами зарядовоспряженных спиноров по стандартным правилам Фейнмана.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе проводилось исследование возможных вариантов моды распада бозонных частиц скрытой массы с целью поиска механизмов подавления гамма-излучения конечного состояния. Рассмотрены 4 модели существования заряженных и незаряженных частиц скрытой массы и их мод распадов. Произведено моделирование процессов распада частиц и получены энергетические спектры. Аналитически получены формулы дифференциальной ширины распада скалярной частицы скрытой массы на электрон или позитрон, позитрон и фотон в зависимости от энергии фотона. При исследовании всех моделей также производилась проверка согласования работы Монте-Карло генераторов и сравнение их точности в расчетах процессов распада частиц.

Данные моделирования и спектр аналитического решения полностью совпадают в случае незаряженной частицы, что позволяет говорить о верности работы программ для моделирования подобных процессов. Однако в случае с зарядовосопряженными частицами у используемых программ и в аналитическом решении обнаружены ошибки ввиду неправильного учета нестандартных эффектов квантовой теории поля.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. An anomalous positron abundance in cosmic rays with energies 1.5-100 GeV / O. Adriani [и др.] // Nature. — 2009. — Т. 458. — С. 607–609.
2. 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 / M. Aguilar [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2013. — Т. 110, вып. 14.
3. Measurement of Separate Cosmic-Ray Electron and Positron Spectra with the Fermi Large Area Telescope / M. Ackermann [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2012. — Т. 108, вып. 1. — С. 011103.
4. Indirect effects of dark matter / К. М. Belotsky [и др.] // Int. J. Mod. Phys. D. — 2019. — Т. 28, № 13.
5. Peskin M. E., Schroeder D. V. An Introduction to Quantum Field Theory. — Boulder, CO: Westview Press, 1995. — С. 864.
6. Mertig R., Böhm M., Denner A. Feyn Calc – Computer-algebraic calculation of Feynman amplitudes // Computer Physics Communications. — 1991. — Т. 64, № 3. — С. 345–359.
7. Shtabovenko V., Mertig R., Orellana F. New Developments in FeynCalc 9.0 // Comput. Phys. Commun. — 2016. — Т. 207. — С. 432–444.