

ПОИСКИ СИГНАЛОВ ОБРАЗОВАНИЯ ТЕМНОЙ МАТЕРИИ В ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ В МОДЕЛИ С ДОПОЛНИТЕЛЬНОЙ $U(1)$ -СИММЕТРИЕЙ И ДОПОЛНИТЕЛЬНЫМ СКАЛЯРНЫМ ПОЛЕМ

Э. Э. Боос *, *В. Е. Буничев* **, *С. И. Кейзеров* ***,
С. С. Трыков ****

Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына
Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова, Москва

В рамках современных программ исследований в ближайшие десятилетия будут проводиться поиски и детальное изучение новых легких частиц-медиаторов, опосредующих взаимодействия между темным сектором и частицами Стандартной модели. В данной работе представлено теоретическое исследование поисков ассоциативного образования легкой темной материи с парой тау-лептонов в конечном состоянии, опосредованное массивными скалярными и векторными частицами-медиаторами, в электрон-позитронных столкновениях в модели с дополнительной $U(1)$ -симметрией и дополнительным скалярным полем.

In the coming decades, within the framework of modern research programs, searches and detailed studies of new light mediator particles that mediate interactions between the dark sector and Standard Model particles will be conducted. In this work, we present a theoretical study of the search for associative light dark matter production with tau leptons in the final state, mediated by massive scalar and vector mediator particles, in electron-positron collisions in a model with an additional $U(1)$ gauge symmetry and an extra scalar field.

PACS: 11.10.Ef; 12.60.-i; 13.35.-r; 13.66.De; 14.60.Fg; 14.80.Cp; 14.80.-j

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время имеется множество указаний на существование физики за пределами Стандартной модели (СМ) — современной теории элементарных частиц и их взаимодействий. СМ не дает ответа на ряд

* E-mail: boos@theory.sinp.msu.ru

** E-mail: bunichev@theory.sinp.msu.ru

*** E-mail: errar@theory.sinp.msu.ru

**** E-mail: trykov@theory.sinp.msu.ru

открытых вопросов, среди которых проблема темной материи (ТМ) является одной из самых интригующих.

Многие гравитационные, астрофизические и космологические необъяснимые явления указывают на присутствие во Вселенной ТМ [1–3] главным образом по ее гравитационному влиянию. В рамках современной теории физики элементарных частиц подобные явления могут быть объяснены, если предположить, что помимо известных частиц СМ (видимого сектора) существуют частицы темного сектора, которые могут иметь слабую связь с полями СМ через порталные взаимодействия [4].

На сегодня мы не имеем данных, которые достоверно свидетельствовали бы об обнаружении сигнала ТМ, но отрицательные результаты поисков ограничивают пространство параметров моделей, области возможных значений масс и констант взаимодействия медиаторов с частицами СМ и частицами темного сектора. На Большом адронном коллайдере существенно ограничиваются области масс от нескольких до сотен ГэВ. В ускорительных экспериментах на выведенных пучках наиболее эффективно исследуются области достаточно малых масс до 100 МэВ. Область от нескольких МэВ до нескольких ГэВ представляет на сегодня большой интерес для поисков проявления темной материи в экспериментах на будущем электрон-позитронном коллайдере с высокой светимостью при энергиях столкновений в системе центра масс до 10 ГэВ [5].

ВЕКТОРНЫЙ ПОРТАЛ

Начнем с рассмотрения векторного портала между СМ и темным сектором. Минимальное расширение векторного сектора СМ можно осуществить введением нового массивного векторного поля A'_μ , связанного со спонтанно нарушенной калибровочной группой $U_D(1)$:

$$\mathcal{L} \supset \frac{1}{2} \frac{\varepsilon}{\cos \theta_W} B^{\mu\nu} F'_{\mu\nu} + \mathcal{L}_{\text{dark}} - e_D A'_\mu j_{\text{DM}}^\mu, \quad (1)$$

где $F'_{\mu\nu} \equiv \partial_\mu A'_\nu - \partial_\nu A'_\mu$ — тензор напряженности дополнительного поля A' ; $B_{\mu\nu} \equiv \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu$ — тензор напряженности поля слабого гиперзаряда; $e_D = \sqrt{4\pi\alpha_D}$ — константа связи поля A' с током фермионной темной материи $j_{\text{DM}}^\mu = \bar{\chi}\gamma^\mu\chi$; $\mathcal{L}_{\text{dark}}$ — слагаемое, содержащее лагранжианы состояний темного сектора. В силу калибровочной инвариантности мы можем написать слагаемое с оператором $B^{\mu\nu} F'_{\mu\nu}$, отвечающее за кинетическое смешивание.

В масштабе масс от нескольких МэВ до нескольких ГэВ основной вклад в кинетическое смешивание $B^{\mu\nu} F'_{\mu\nu}$ дает слагаемое, пропорциональное $\varepsilon F^{\mu\nu} F'_{\mu\nu}$, смешивание с тяжелым Z -бозоном подавляется дополнительным фактором $1/m_Z^2$. Таким образом, дополнительный массивный бозон A' , связанный со спонтанно нарушенной калибровочной группой $U_D(1)$, может получить с заряженным фермионным током СМ j_{EM}^μ

связь, аналогичную обычному фотону электромагнетизма [4, 6, 7], но подавленную малым параметром смешивания ε . Мы называем подобный векторный медиатор A' темным фотоном, лагранжиан взаимодействия с фермионными полями которого имеет вид [6, 8, 9]

$$\mathcal{L}_{\text{int}}^{A'} = -\varepsilon e A'_\mu j_{\text{EM}}^\mu - e_D A'_\mu j_{\text{DM}}^\mu. \quad (2)$$

СКАЛЯРНЫЙ ПОРТАЛ

Многие модели за пределами СМ предсказывают существование дополнительных скалярных полей, которые могут опосредовать взаимодействия массивных полей СМ с состояниями темного сектора [10–14]. Возможные связи дополнительных скаляров с фермионами СМ ограничены калибровочной инвариантностью последних.

Минимальное расширение скалярного сектора путем смешивания дополнительного скалярного синглета S с бозоном Хиггса СМ H может быть записано в виде

$$\mathcal{L} \supset -(\lambda S + k|S|^2) |H|^2, \quad (3)$$

где фундаментальная константа λ имеет размерность энергии, k — безразмерна. В случае, когда $\lambda = 0$ и минимум потенциала скалярных полей приводит к ненулевому вакуумному среднему значению, дополнительный скаляр приобретает массу и связь с состояниями СМ, смешиваясь с бозоном Хиггса СМ. Лагранжиан взаимодействия такого темного скаляра ϕ имеет вид

$$\mathcal{L}_{\text{int}}^\phi = -\xi \sum_{f=\ell, q} \frac{m_f}{v} \bar{f} \phi f - g_D \bar{\chi} \phi \chi, \quad (4)$$

где $\xi \equiv \sin \theta$ — малый угол смешивания в скалярном секторе; m_f — массы лептонов и кварков СМ; $v = 246,22$ ГэВ — вакуумное среднее поля Хиггса СМ; g_D — константа связи с состояниями в темном секторе.

Пространство параметров такой модели, области значений масс m_ϕ дополнительного темного скаляра и параметра связи ξ сильно ограничены экспериментами по поиску редких распадов мезонов, таких как $B \rightarrow K\phi$ и $K \rightarrow \pi\phi$ [15, 16], а также поисками тяжелой темной материи [4, 15–17].

САМОСОГЛАСОВАННАЯ МОДЕЛЬ ТЕМНОЙ МАТЕРИИ С ДОПОЛНИТЕЛЬНОЙ $U(1)$ -СИММЕТРИЕЙ И ДОПОЛНИТЕЛЬНЫМ СКАЛЯРНЫМ ПОЛЕМ

В нашей работе мы предлагаем модель расширения СМ дополнительной группой симметрии $U(1)$ с дополнительным скалярным комплексным синглетом S , в которой с необходимостью требуется существование

дополнительного векторного поля V . Лагранжиан бозонной части предложенной самосогласованной модели можно записать в виде

$$\mathcal{L} \supset (D_\mu H)^\dagger (D^\mu H) + (D_\mu S)^\dagger (D^\mu S) - U(H, S) - \\ - \frac{1}{4} W_{\mu\nu} W^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} - \frac{1}{4} V_{\mu\nu} V^{\mu\nu} - \frac{\varepsilon}{2 \cos \vartheta} V_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \quad (5)$$

с производными

$$D_\mu H = \left(\partial_\mu - ig_B B_\mu \frac{Y_H}{2} - ig_W W_\mu^i \tau^i \right) H, \quad D_\mu S = (\partial_\mu - ig_V V_\mu) S \quad (6)$$

и потенциалом скалярных полей

$$U(H, S) = \mu_H^2 |H|^2 + \lambda_H^2 |H|^4 + \mu_S^2 |S|^2 + \lambda_S^2 |S|^4 - k |H|^2 |S|^2. \quad (7)$$

Последние слагаемые в (5) и (7) отвечают за смешивание в векторном и скалярном секторе соответственно.

Минимальное значение потенциала (7) обеспечивают ненулевые вакуумные средние значения $v = \langle H \rangle$ и $u = \langle S \rangle$:

$$v = \sqrt{-\frac{2k\mu_S^2 + 4\lambda_S\mu_H^2}{4\lambda_H\lambda_S - k^2}}, \quad u = \sqrt{-\frac{2k\mu_H^2 + 4\lambda_H\mu_S^2}{4\lambda_H\lambda_S - k^2}}. \quad (8)$$

Калибровочными преобразованиями приводим поля H и S к виду

$$H = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v + h'}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \quad S = \frac{u + \phi'}{\sqrt{2}}, \quad (9)$$

где поля h' и ϕ' теперь вещественные скаляры. Для перехода к физическим полям h и ϕ используем преобразование

$$\begin{pmatrix} h' \\ \phi' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h \\ \phi \end{pmatrix}, \quad \tan 2\theta = \frac{kvu}{\lambda_H v^2 - \lambda_S u^2}. \quad (10)$$

Массовая матрица, собственные значения которой задают смешанные массы скалярных бозонов, имеет вид

$$\mathcal{M}^2 = \begin{pmatrix} 2v^2\lambda_H & -kvu \\ -kvu & 2u^2\lambda_S \end{pmatrix} \quad (11)$$

с собственными значениями

$$m_{h,\phi}^2 = \lambda_H v^2 + \lambda_S u^2 \pm \frac{\lambda_H v^2 - \lambda_S u^2}{\cos 2\theta}. \quad (12)$$

Видно, что в отсутствие смешивания массы скалярных бозонов задаются ожидаемыми выражениями

$$m_h = 2\lambda_H v^2, \quad m_\phi = 2\lambda_S u^2. \quad (13)$$

На следующем шаге мы рассматриваем кинетические слагаемые скалярных и векторных полей, откуда получаем, что поля $W^\pm$ ни с чем не смешиваются, поэтому дальше их рассматривать не будем. Напротив, три поля B_μ , W_μ^3 и V_μ смешиваются как в кинетической, так и в массовой части.

Линейным преобразованием

$$\begin{pmatrix} \cos \vartheta & -\cos \beta \sin \vartheta + \sin \beta \tan \alpha & -\sin \beta \sin \vartheta - \tan \alpha \cos \beta \\ \sin \vartheta & \cos \beta \cos \vartheta & \sin \beta \cos \vartheta \\ 0 & -\frac{\sin \beta}{\cos \alpha} & \frac{\cos \beta}{\cos \alpha} \end{pmatrix} \quad (14)$$

мы можем одновременно привести кинетические члены к каноническому виду и диагонализировать массовую матрицу. Здесь и далее мы вводим обозначения:

$$\sin \vartheta = \frac{Y_H g_B}{\sqrt{Y_H^2 g_B^2 + g_W^2}}, \quad \sin \alpha = \frac{\varepsilon}{\cos \vartheta}, \quad (15)$$

$$\tan 2\beta = \frac{\sin 2\alpha \sin \vartheta m_{Z^*}^2}{m_{Z^*}^2 - (\cos^2 \alpha - \sin^2 \alpha \sin^2 \vartheta) m_{Z^*}^2}, \quad (16)$$

где $m_{Z^*}^2 = (v^2/4)(Y_H^2 g_B^2 + g_W^2)$ и $m_{Z^*}^2 = u^2 g_V^2$ — массы полей Z и Z^* , какими бы они были в отсутствие кинетического смешивания. Получаем выражения для физических полей, одного безмассового поля A_μ и двух массивных Z_μ и Z_μ^* :

$$\begin{aligned} A_\mu &= \cos \vartheta B_\mu + \sin \vartheta W_\mu^3 + \sin \alpha \cos \vartheta V_\mu, \\ Z_\mu &= \cos \beta \cos \vartheta W_\mu^3 - \cos \beta \sin \vartheta B_\mu - \\ &\quad - (\sin \beta + \tan \alpha \cos \beta \sin \vartheta) \cos \alpha V_\mu, \\ Z_\mu^* &= \sin \beta \cos \vartheta W_\mu^3 - \sin \beta \sin \vartheta B_\mu + \\ &\quad - (\cos \alpha \cos \beta - \sin \alpha \sin \beta \sin \vartheta) V_\mu, \end{aligned}$$

с массами

$$m_Z^2 = (\cos \beta - \tan \alpha \sin \beta \sin \vartheta)^2 m_{Z^*}^2 + \frac{\sin^2 \beta}{\cos^2 \alpha} m_{Z^*}^2, \quad (17)$$

$$m_{Z^*}^2 = \frac{\cos^2 \beta}{\cos^2 \alpha} m_{Z^*}^2 + (\sin \beta + \tan \alpha \cos \beta \sin \vartheta)^2 m_{Z^*}^2. \quad (18)$$

Получим выражения взаимодействий векторных полей с фермионными полями СМ. Находим производные полей СМ, используем обратные выражения для векторных полей, полученные выше. Выбираем значение $Y_f = -Y_H$ для лептонного дублета, тогда электрический заряд верхней компоненты равен нулю, заряд нижней компоненты

$$e = \frac{1}{2} \sin 2\vartheta \sqrt{Y_H^2 g_B^2 + g_W^2}. \quad (19)$$

Получаем кинетические слагаемые и слагаемые лагранжиана взаимодействия для одного поколения лептонов:

$$i\bar{f}_L\gamma^\mu D_\mu f_L + i\bar{e}_R\gamma^\mu D_\mu e_R = i\bar{e}\gamma^\mu\partial_\mu e + i\bar{\nu}_L\gamma^\mu\partial_\mu\nu_L - eA_\mu\bar{e}\gamma^\mu e + \quad (20)$$

$$+ \frac{e}{4\sin\vartheta\cos\vartheta} [\cos\beta(4\sin^2\vartheta - 1) - 3\sin\beta\tan\alpha\sin\vartheta] Z_\mu\bar{e}\gamma^\mu e + \quad (21)$$

$$+ \frac{e}{4\sin\vartheta\cos\vartheta} [\cos\beta - \sin\beta\tan\alpha\sin\vartheta] Z_\mu\bar{e}\gamma^\mu\gamma_5 e + \quad (22)$$

$$+ \frac{e}{4\sin\vartheta\cos\vartheta} [\sin\beta(4\sin^2\vartheta - 1) + 3\cos\beta\tan\alpha\sin\vartheta] Z_\mu^*\bar{e}\gamma^\mu e + \quad (23)$$

$$+ \frac{e}{4\sin\vartheta\cos\vartheta} [\sin\beta + \cos\beta\tan\alpha\sin\vartheta] Z_\mu^*\bar{e}\gamma^\mu\gamma_5 e + \quad (24)$$

$$+ \frac{e}{4\sin\vartheta\cos\vartheta} [\cos\beta - \sin\beta\tan\alpha\sin\vartheta] Z_\mu\bar{\nu}_L\gamma^\mu(1 - \gamma_5)\nu_L + \quad (25)$$

$$+ \frac{e}{4\sin\vartheta\cos\vartheta} [\sin\beta + \cos\beta\tan\alpha\sin\vartheta] Z_\mu^*\bar{\nu}_L\gamma^\mu(1 - \gamma_5)\nu_L + \quad (26)$$

$$+ \frac{e}{\sqrt{2}\sin\vartheta} W_\mu^+ \bar{\nu}_L\gamma^\mu e_L + \frac{e}{\sqrt{2}\sin\vartheta} W_\mu^- \bar{e}_L\gamma^\mu\nu_L. \quad (27)$$

Аналогично действуем в кварковом секторе с зарядами

$$Y_{Q_L} = \frac{1}{3}Y_H, \quad Y_{d_R} = -\frac{1}{3}Y_H, \quad Y_{u_R} = \frac{2}{3}Y_H. \quad (28)$$

Получаем

$$i\bar{Q}_L\gamma^\mu D_\mu Q_L + i\bar{u}_R\gamma^\mu D_\mu u_R + i\bar{d}_R\gamma^\mu D_\mu d_R = \\ = i\bar{u}\gamma^\mu\partial_\mu u + i\bar{d}\gamma^\mu\partial_\mu d + \frac{2}{3}eA_\mu\bar{u}\gamma^\mu u - \frac{1}{3}eA_\mu\bar{d}\gamma^\mu d + \quad (29)$$

$$+ \frac{e}{12\cos\vartheta} \left(5\sin\beta\tan\alpha + \cos\beta \left(\frac{3}{\sin\vartheta} - 8\sin\vartheta \right) \right) Z_\mu\bar{u}\gamma^\mu u - \quad (30)$$

$$- \frac{e}{4\cos\vartheta} \left(\frac{\cos\beta}{\sin\vartheta} - \sin\beta\tan\alpha \right) Z_\mu\bar{u}\gamma^\mu\gamma_5 u + \quad (31)$$

$$+ \frac{e}{12\cos\vartheta} \left(3\frac{\sin\beta}{\sin\vartheta} - 5(\cos\beta\tan\alpha + \sin\beta\sin\vartheta) \right) Z_\mu^*\bar{u}\gamma^\mu u - \quad (32)$$

$$- \frac{e}{4\cos\vartheta} \left(\frac{\sin\beta}{\sin\vartheta} + \cos\beta\tan\alpha + \sin\beta\sin\vartheta \right) Z_\mu^*\bar{u}\gamma^\mu\gamma_5 u - \quad (33)$$

$$- \frac{e}{12\cos\vartheta} \left(\frac{\cos\beta(1 + 2\cos 2\vartheta)}{\sin\vartheta} + \sin\beta\tan\alpha \right) Z_\mu\bar{d}\gamma^\mu d + \quad (34)$$

$$+ \frac{e}{4\cos\vartheta} \left(\frac{\cos\beta}{\sin\vartheta} - \sin\beta\tan\alpha \right) Z_\mu\bar{d}\gamma^\mu\gamma_5 d - \quad (35)$$

$$- \frac{e}{12\cos\vartheta} \left(\frac{\sin\beta(1 + 2\cos 2\vartheta)}{\sin\vartheta} - \cos\beta\tan\alpha \right) Z_\mu^*\bar{d}\gamma^\mu d + \quad (36)$$

$$+ \frac{e}{4 \cos \vartheta} \left(\frac{\sin \beta}{\sin \vartheta} + \cos \beta \tan \alpha \right) Z_\mu^* \bar{d} \gamma^\mu \gamma_5 d + \quad (37)$$

$$+ \frac{e}{\sqrt{2} \sin \vartheta} W_\mu^+ \bar{u}_L \gamma^\mu d_L + \frac{e}{\sqrt{2} \sin \vartheta} W_\mu^- \bar{d}_L \gamma^\mu u_L. \quad (38)$$

Легко видеть, что в отсутствие смешивания ($\sin \beta = 0, \tan \alpha = 0$) взаимодействие с дополнительным векторным Z^* -бозоном исчезает, взаимодействие с Z_μ -бозоном принимает точный вид взаимодействия в СМ. Взаимодействия фермионов с фотоном и с $W^\pm$ -бозонами имеют правильную форму СМ в силу отсутствия смешивания в первом порядке по ε .

В предельном случае малого смешивания и малых масс дополнительного векторного медиатора константы аксиальных взаимодействий заряженных лептонов и кварков с Z^* -бозоном подавляются фактором $1/m_Z^2$, так же как и взаимодействия с нейтрино. Лагранжиан взаимодействий дополнительного векторного поля с фермионными токами принимает точный вид выражения (2).

Взаимодействия скалярных полей с фермионами СМ для одного поколения лептонов и кварков имеют вид

$$\mu_e H^\dagger \bar{e}_R f_L + \mu_e \bar{f}_L e_R H = m_e \bar{e} e + \cos \theta \frac{m_e}{v} h \bar{e} e + \sin \theta \frac{m_e}{v} \phi \bar{e} e, \quad (39)$$

$$\begin{aligned} \mu_d H^\dagger \bar{d}_R Q_L + \mu_d \bar{Q}_L d_R H + \mu_u H_c^\dagger \bar{u}_R Q_L + \mu_u \bar{Q}_L u_R H_c = \\ = m_u \bar{u} u + m_d \bar{d} d + \cos \theta \frac{m_u}{v} h \bar{u} u + \cos \theta \frac{m_d}{v} h \bar{d} d + \\ + \sin \theta \frac{m_u}{v} \phi \bar{u} u + \sin \theta \frac{m_d}{v} \phi \bar{d} d. \end{aligned} \quad (40)$$

АССОЦИАТИВНОЕ РОЖДЕНИЕ ТЕМНОЙ МАТЕРИИ С ПАРой ТАУ-ЛЕПТОНОВ В ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ

Поскольку константы взаимодействия темного скаляра ϕ с фермионными полями СМ пропорциональны их массам, поиски проявлений образования ТМ в процессах с участием фермионов третьего поколения представляют значительный интерес. Мы рассматриваем процессы ассоциативного образования легкой ТМ с парой тау-лептонов, опосредованного темным скаляром и темным фотоном, в e^+e^- -столкновениях:

$$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-\phi(\bar{\chi}\chi), \quad e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-A'(\bar{\chi}\chi). \quad (41)$$

Для большего разрешения в диапазоне значений масс медиаторов рассматриваются энергии столкновений $\sqrt{s} = 7 \text{ ГэВ}$, которые могут быть достигнуты на планируемых коллайдерах, таких как Super charm-tau factory [18, 19].

Основным фоном СМ для сигналов (41) являются процессы с аналогичной сигнатурой и недостающей энергией $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-\bar{\nu}_\ell \nu_\ell$, где

$\nu_\ell = \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ — нейтрино СМ. В e^+e^- -столкновениях на коллайдере, работающем с энергией пучка порядка нескольких гигаэлектронвольт, такие процессы подавляются пропагаторами Z - и W -бозонов.

Мы предполагаем, что доминируют невидимые моды распадов медиаторов ($\text{Br}(\phi \rightarrow \bar{\chi}\chi) \simeq 1$, $\text{Br}(A' \rightarrow \bar{\chi}\chi) \simeq 1$) (рис. 1). В случае существования таких невидимых ϕ и A' они могут образоваться в e^+e^- -столкновениях и породить поток частиц ТМ, который может быть обнаружен по отсутствующим энергии и импульсу.

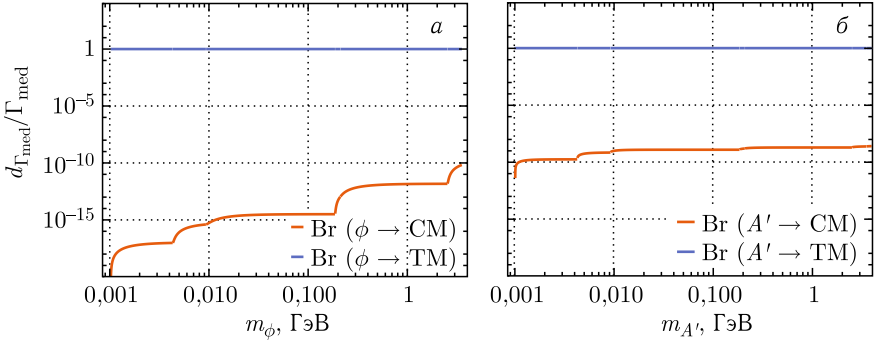


Рис. 1 (цветной в электронной версии). Парциальные ширины распадов темного скаляра (а) и темного фотона (б) в состояния СМ (оранжевые линии) и ТМ (синие линии) в зависимости от значений масс медиаторов для параметров смешивания, равных $\xi = 10^{-4}$ и $\varepsilon = 10^{-4}$

Все расчеты и моделирование методом Монте-Карло для сигнальных и фоновых процессов были выполнены с использованием пакета CompHEP [20]. Расчет был выполнен для значений масс от 100 МэВ до 3,5 ГэВ с шагом 100 МэВ. Мы приводим зависимости значений сечений образования ТМ в процессах (41) для случая медиаторов равных масс, параметра связи темного скаляра, равного $\xi = 10^{-4}$, и область в пространстве параметров $[m_{\text{med}}, \varepsilon]$, для значений которых мы ожидаем появления числа событий больше 10 (рис. 2). Видно, что для будущих e^+e^- -коллайдеров, интегральная светимость которых может иметь порядок 10 аб^{-1} , мы ожидаем возможные обнаружения сигналов проявления темной материи в области масс $100 \text{ МэВ} \lesssim m_{\text{med}} \lesssim 2,8 \text{ ГэВ}$ и значений параметра кинетического смешивания ε до 10^{-4} .

Следует отметить, что поиск легкой ТМ в процессах ассоциированного образования с парой тау-лептонов представляет особый интерес, поскольку позволяет одновременно осуществлять поиск скалярных и векторных медиаторов. Угловые распределения существенно различаются для векторных и скалярных медиаторов. Изучая угловые корреляции в таких процессах, можно определить спиновую природу частиц-медиаторов.

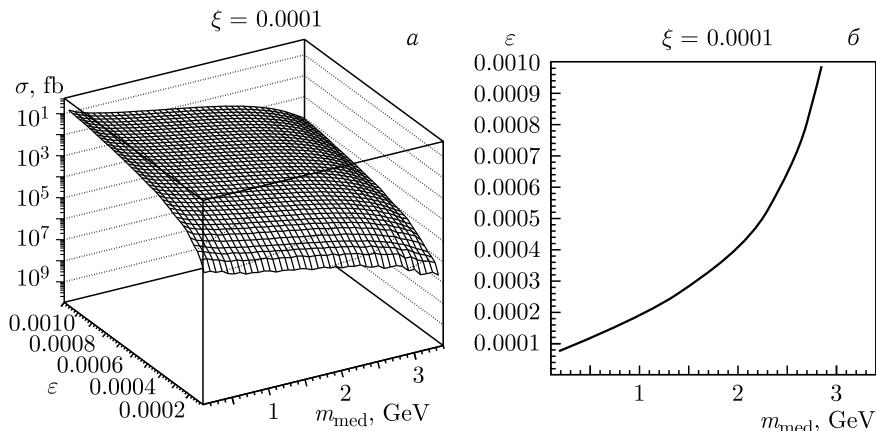


Рис. 2. Сечение процессов $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-\phi(\bar{\chi}\chi)$, $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-A'(\bar{\chi}\chi)$ в зависимости от масс медиаторов ϕ , A' и параметра кинетического смешивания ε темного фотона (а) и кривая, ограничивающая область параметров модели $[m_{\text{med}}, \varepsilon]$, в которой ожидаемое число событий больше 10 при интегральной светимости, равной 10 аб^{-1} (б)

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе рассмотрена самосогласованная модель темной материи с дополнительной $U(1)$ -симметрией и дополнительным скалярным полем. Получены точные выражения для физических полей дополнительных бозонов, их масс и взаимодействий с полями Стандартной модели. Моделированием процессов ассоциативного образования темной материи с парой тау-лептонов в электрон-позитронных столкновениях при энергиях $\sqrt{s} = 74 \text{ ГэВ}$ были получены зависимости сечений образования темной материи от масс скалярных и векторных медиаторов и значений их параметров связи. Продемонстрирована перспективность поисков проявления темной материи в данных процессах на будущем электрон-позитронном коллайдере в области масс медиаторов от 100 МэВ до $2,8 \text{ ГэВ}$.

Финансирование. Данное исследование было проведено в рамках проекта «Физика элементарных частиц и космология» научной программы Национального центра физики и математики.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Zwicky F. Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln // *Helv. Phys. Acta*. 1933. V. 6. P. 110–127.
2. Zwicky F. On the Masses of Nebulae and of Clusters of Nebulae // *Astrophys. J.* 1937. V. 86. P. 217–246.

3. *Rubin V. C., Ford W. K., Jr.* Rotation of the Andromeda Nebula from a Spectroscopic Survey of Emission Regions // *Astrophys. J.* 1970. V. 159. P. 379–403.
4. *Agrawal P. et al.* Feebly-Interacting Particles: FIPs 2020 Workshop Report // *Eur. Phys. J. C.* 2021. V. 81, No. 11. P. 1015; arXiv:2102.12143.
5. *Boos E. E., Bunichev V. E., Trykov S. S.* Prospects for the Search for a Leptophilic Scalar and a Dark Photon in Experiments at the Super Charm-Tau Factory // *Phys. Part. Nucl. Lett.* 2023. V. 20, No. 3. P. 531–537.
6. *Holdom B.* Two $U(1)$'s and Epsilon Charge Shifts // *Phys. Lett. B.* 1986. V. 166. P. 196–198.
7. *Alexander J. et al.* Dark Sectors 2016 Workshop: Community Report. arXiv:1608.08632. 2016.
8. *Okun L. B.* Limits of Electrodynamics: Paraphotons? // *Sov. Phys. JETP.* 1982. V. 56. P. 502.
9. *Galison P., Manohar A.* Two Z 's or not Two Z 's? // *Phys. Lett. B.* 1984. V. 136. P. 279–283.
10. *Arcadi G., Djouadi A., Raidal M.* Dark Matter through the Higgs Portal // *Phys. Rep.* 2020. V. 842. P. 1–180; arXiv:1903.03616.
11. *Dawson S. et al.* Report of the Topical Group on Higgs Physics for Snowmass 2021: The Case for Precision Higgs Physics // 2022 Snowmass Summer Study. arXiv:2209.07510. 2022.
12. *Marshall G., Sher M.* The Supersymmetric Leptophilic Higgs Model // *Phys. Rev. D.* 2011. V. 83. P. 015005; arXiv:1011.3016 [hep-ph].
13. *Branco G. C., Ferreira P. M., Lavoura L., Rebelo M. N., Sher M., Silva J. P.* Theory and Phenomenology of Two-Higgs-Doublet Models // *Phys. Rep.* 2012. V. 516. P. 1–102; arXiv:1106.0034 [hep-ph].
14. *Batell B., Lange N., McKeen D., Pospelov M., Ritz A.* Muon Anomalous Magnetic Moment through the Leptonic Higgs Portal // *Phys. Rev. D.* 2017. V. 95, No. 7. P. 075003; arXiv:1606.04943.
15. *Beacham J. et al.* Physics Beyond Colliders at CERN: Beyond the Standard Model Working Group Report // *J. Phys. G.* 2020. V. 47, No. 1. P. 010501; arXiv:1901.09966.
16. *Lanfranchi G., Pospelov M., Schuster P.* The Search for Feebly Interacting Particles // *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 2021. V. 71. P. 279–313; arXiv:2011.02157.
17. *Felcini M. et al. (ATLAS, CMS Collab.).* Searches for Dark Matter Particles at the LHC // 53rd Rencontres de Moriond on Cosmology. 2018. P. 327–336; arXiv:1809.06341.
18. *Luo Q., Xu D.* Progress on Preliminary Conceptual Study of HIEPA, a Super Tau-Charm Factory in China // 9th Intern. Part. Accel. Conf. 2018.
19. *Wiens D., Chernykh I., Logashenko I., Kolpakov F., Vorobiev V.* Simulation Model of HPC System for Super Charm-Tau Factory // 9th Intern. Conf. on Distributed Comput. and Grid Technol. in Science and Education. 2021. P. 568–572.
20. *Boos E. et al. (CompHEP Collab.).* CompHEP 4.4: Automatic Computations from Lagrangians to Events // *Nucl. Instr. Meth. A.* 2004. V. 534. P. 250–259; arXiv:hep-ph/0403113.