

## Поиск темной материи на будущей Супер с-тау фабрике в моделях 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 имени Д.В. Скобельцына,*

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова.*

*Россия, 119234, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.*

(Поступила в редакцию 29.05.2023; подписана в печать 04.07.2023)

Мы представляем обзор недавно полученных результатов по исследованию перспектив поисков легкой темной материи в экспериментах на будущей Супер с-тау фабрике в моделях лептофильного скаляра и темного фотона. Кривые чувствительности коллайдера к параметрам связи медиаторов на 90%-ом уровне достоверности в диапазоне масс медиаторов до нескольких ГэВ демонстрируют мощь будущего электрон-позитронного коллайдера для поиска проявлений темной материи. Предложена самосогласованная модель темной материи, содержащая дополнительный скаляр и массивный вектор, получены точные выражения для взаимодействий дополнительных бозонов с фермионными полями Стандартной модели. Рассмотрен предельный случай малого смешивания и малых масс темного вектора.

PACS: 04.80.Cc, 11.10.Ef, 12.60.-i, 14.60.Fg, 14.80.-j, 14.80.Cp      УДК: 53.01

Ключевые слова: темная материя, физика за рамками стандартной модели, физика высоких энергий, тау-лептон, темный фотон, лептофильный скаляр, темный скаляр, темный вектор, электрон-позитронный коллайдер, супер чарм-тау фабрика.

### ВВЕДЕНИЕ

В настоящий момент мы имеем достаточно убедительные указания на существование физики за рамками Стандартной модели (СМ), современной теории элементарных частиц и их взаимодействий. Несмотря на успехи СМ, она не дает ответа и решения ряду проблем, 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 подобного рода явления могут найти свое объяснение, если предположить, что помимо известных частиц СМ существуют частицы темного сектора. В частности можно получить правильную наблюдаемую реликтовую плотность ТМ во Вселенной [4, 5] и объяснить наблюдаемые свойства крупномасштабной структуры Вселенной [6]. Подход упрощенных моделей предполагает, что существуют частицы ТМ, которые могут быть любого типа (например, скалярная или фермионная ТМ) и частицы, называемые медиаторами, обычно скалярные или векторные, которые опосредуют взаимодействия между частицами СМ и частицами темного сектора [7]. Таким образом мы получаем возможность обнаружить проявления ТМ главным образом в ускорительных и коллайдерных экспериментах [8–12], в экспериментах по прямому и косвенному обнаружению.

На сегодняшний день мы не имеем данных, которые достоверно свидетельствовали бы об обнаруже-

нии сигнала ТМ, но отрицательные результаты поисков дают ограничения на пространство параметров моделей, в которых возникают частицы ТМ, в частности, на массы и константы взаимодействия медиаторов с частицами СМ и частицами темного сектора. На Большом адронном коллайдере существенно ограничиваются области масс от нескольких ГэВ до сотен ГэВ. В ускорительных экспериментах на выведенных пучках наиболее эффективно исследуются области достаточно малых масс, примерно до 100 МэВ. Область от нескольких МэВ до нескольких ГэВ представляет на сегодняшний день большой интерес. Многообещающий российский проект будущего электрон-позитронного кольцевого коллайдера «Супер с-тау фабрика» (СЧТФ), планируемого в рамках создания многофункционального ускорительного комплекса, с энергией столкновений частиц от 3 ГэВ до 7 ГэВ в системе центра масс и высокой пиковой светимостью  $10^{35} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$  потенциально может дать уникальные возможности для поисков проявлений ТМ в исследуемой области масс от нескольких МэВ до нескольких ГэВ.

В разделе 1 настоящей работы мы дадим оценку чувствительности будущего коллайдера к поиску невидимых распадов лептофильного скаляра и темного фотона в процессах  $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^- + (\phi \rightarrow \text{invisible})$  и  $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^- + (A' \rightarrow \text{invisible})$ , которая подробно изложена в [13]. В разд. 2 мы получим точные выражения для скалярных и векторных полей, их масс и взаимодействий с полями СМ в новой самосогласованной модели ТМ, которая содержит в себе оба медиатора, скалярный и векторный, и рассмотрим случай предела малого смешивания в векторном секторе и малых масс дополнительного векторного бозона.

\* [trykovtwo@gmail.com](mailto:trykovtwo@gmail.com)

### 1. ПЕРСПЕКТИВЫ ПОИСКОВ ЛЕПТОФИЛЬНОГО СКАЛЯРА И ТЕМНОГО ФОТОНА В ЭКСПЕРИМЕНТАХ НА СУПЕР С-ТАУ ФАБРИКЕ

В недавней работе [13] мы представили перспективы поиска проявлений легкой ТМ в экспериментах на будущей Супер с-тау фабрике для процессов ассоциативного образования ТМ с парой  $\tau$ -лептонов в конечном состоянии, опосредованное дополнительным скалярным бозоном и дополнительным массивным векторным бозоном. Мы предложили поиски лептофильного скаляра  $\phi$  — медиатора, который преимущественно имеет связь с массивными лептонами СМ, пропорциональную массам лептонов, и частицами темного сектора. Лагранжиан взаимодействия подобного темного скаляра имеет вид:

$$\mathcal{L}_{\text{int}}^{\phi} = -\xi \sum_{\ell=e,\mu,\tau} \frac{m_{\ell}}{v} \phi \bar{\ell} \ell - g_{\text{D}} \phi \bar{\chi} \chi,$$

где  $\xi$  — независимый от аромата параметр связи,  $v = 246 \text{ ГэВ}$  — вакуумное среднее поля Хиггса СМ, второе слагаемое представляет собой лагранжиан взаимодействия между темным скалярным и состояниями фермионной ТМ  $\chi$  с константой связи  $g_{\text{D}}$ . Следует отметить, что, если такой скаляр существует, он должен иметь сравнительно большую связь с  $\tau$ -лептоном, и поиски его ассоциативного рождения с парой  $\tau$ -лептонов с последующим невидимым распадом в более легкие состояния темного сектора несомненно представляют большой интерес.

В рассматриваемой области масс от нескольких МэВ до примерно 3.5 ГэВ мы также исследовали перспективы поисков темного фотона  $A'$  — массивного векторного медиатора, который имеет связь с электромагнитным током СМ  $j_{\text{EM}}^{\mu}$  подобную связи обычного фотона, но подавленную фактором  $\varepsilon$  — параметром кинетического смешивания. Лагранжиан взаимодействия темного фотона может быть записан как

$$\mathcal{L}_{\text{int}}^{A'} = -\varepsilon e A'_{\mu} j_{\text{EM}}^{\mu} - e_{\text{D}} A'_{\mu} j_{\text{DM}}^{\mu},$$

где  $e = \sqrt{4\pi\alpha_{\text{EM}}}$  — константа связи по калибровочной группе  $U(1)$ , и  $e_{\text{D}} = \sqrt{4\pi\alpha_{\text{D}}}$  — константа связи по группе  $U_{\text{D}}(1)$ , характеризующая силу связи между темным фотоном и током фермионной ТМ  $j_{\text{DM}}^{\mu} = \bar{\chi} \gamma^{\mu} \chi$ .

Все расчеты и моделирование методом Монте-Карло для сигнальных и фоновых процессов с учетом NLO поправок от тормозного излучения и ISR были выполнены с использованием последней версии программного пакета CompHEP [29]. Исследуя сигнальные и фоновые события, используя статистический подход, описанный в [30, 31], а также принимая во внимание реалистичную эффективность реконструкции и идентификации  $\tau$ -лептонов на современных коллайдерах, мы построили кривые чувствительности будущего коллайдера на 90%-м уровне достоверности к параметрам

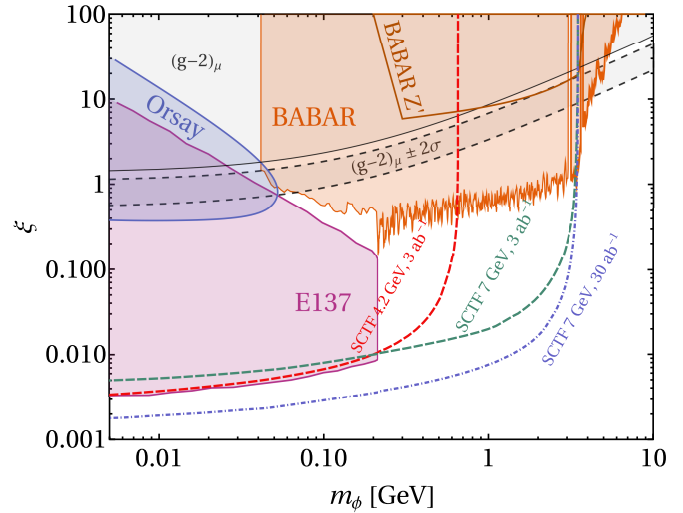


Рис. 1. Кривые чувствительности для параметра связи  $\xi$  в зависимости от массы  $\phi$  на 90%-м уровне достоверности, полученные с предположением значений интегральной светимости  $3 \text{ аб}^{-1}$  при энергиях коллайдера  $\sqrt{s} = 4.2 \text{ ГэВ}$  (красная штриховая линия),  $\sqrt{s} = 7 \text{ ГэВ}$  (зеленая штриховая линия) и при значении интегральной светимости  $30 \text{ аб}^{-1}$  для  $\sqrt{s} = 7 \text{ ГэВ}$  (синяя штрихпунктирная линия). Показаны также существующие ограничения [14–19] (затененные области) и область предпочтительных параметров для аномалии  $(g-2)_{\mu}$  [15, 20] (серые штриховые линии)

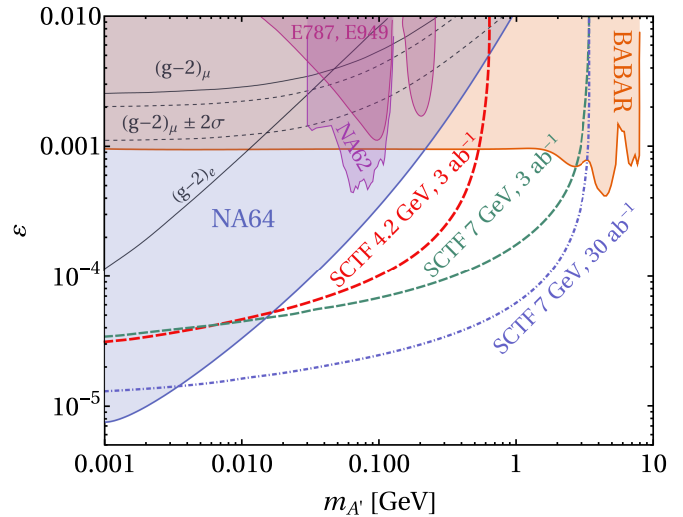


Рис. 2. Кривые чувствительности на 90%-м уровне достоверности к параметру кинетического смешивания  $\varepsilon$  в зависимости от массы  $A'$ , полученные при условии, что интегральная светимость составляет  $3 \text{ аб}^{-1}$  при энергиях коллайдера  $\sqrt{s} = 4.2 \text{ ГэВ}$  (красная штриховая линия),  $\sqrt{s} = 7 \text{ ГэВ}$  (зеленая штриховая линия), и в предположении, что интегральная светимость равна  $30 \text{ аб}^{-1}$  при  $\sqrt{s} = 7 \text{ ГэВ}$  (синяя штрихпунктирная линия). Показаны также существующие ограничения [21–27] (затененные области) и область предпочтительных параметров для аномалии  $(g-2)_{\mu}$  [28] (серые штриховые линии)

связи медиаторов с частицами Стандартной модели, рис. 1 и рис. 2.

Можно видеть, что границы областей, доступных для будущего коллайдера, намного ниже и шире, чем те, которые были получены в предыдущих экспериментах. Высокая интегральная светимость Супер с-тау фабрики позволяет «чувствовать» медиаторы в диапазоне масс ниже 3.5 ГэВ и значений параметров связи  $\xi$  вплоть до  $10^{-3}$  и  $\varepsilon$  до  $10^{-5}$  для темного скаляра и темного фотона соответственно.

## 2. МОДЕЛЬ ТЕМНОЙ МАТЕРИИ С ДОПОЛНИТЕЛЬНОЙ $U(1)$ СИММЕТРИЕЙ И ДОПОЛНИТЕЛЬНЫМ СКАЛЯРНЫМ ПОЛЕМ

На следующем этапе мы предлагаем рассмотреть самосогласованную модель ТМ с дополнительной  $U(1)$  симметрией и дополнительным скалярным полем. В контексте данной модели мы получаем возможность проверки поисков сигналов образования ТМ, опосредованного скалярными и векторными медиаторами, в экспериментах на современных ускорителях в рамках одной модели. Лагранжиан бозонной части рассматриваемого расширения СМ можно записать как

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

с калибровочными производными:

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

и потенциалом скалярных полей в виде:

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

здесь  $H$  — хиггсовский дублет,  $S$  — поле дополнительного скаляра,  $V$  — калибровочное векторное поле, наличие которого обусловлено дополнительной  $U(1)$  симметрией; параметры  $\xi$  и  $k$  — параметры смешивания в векторном и скалярном секторах соответственно.

### 2.1. Скалярный сектор

Минимизируя потенциал, мы находим, что ненулевые вакуумные средние скалярных полей оказываются

$$\begin{pmatrix} \cos \vartheta & -\cos \beta \sin \vartheta + \sin \beta \tan \alpha & -\sin \beta \sin \vartheta - \tan \alpha \cos \beta \\ \sin \vartheta & \cos \beta \cos \vartheta & \sin \beta \cos \vartheta \\ 0 & -\frac{\sin \beta}{\cos \alpha} & \frac{\cos \beta}{\cos \alpha} \end{pmatrix},$$

равными

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

где  $v = \langle H \rangle$ ,  $u = \langle S \rangle$ . Калибровочным преобразованием мы можем представить хиггсовский дублет и дополнительный скалярный синглет в виде

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

где  $h'$  и  $\phi'$  представляют собой вещественные скалярные поля.

Нас будут интересовать физические массивные состояния скалярных полей, для перехода к которым можно выполнить поворот с массовой матрицей

$$\mathcal{M}^2 = \begin{pmatrix} 2v^2\lambda_H & -kvu \\ -kvu & 2u^2\lambda_S \end{pmatrix},$$

собственные состояния которой  $h$  и  $\phi$  задаются через угол смешивания  $\theta$  как

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

а собственные значения задают массы скалярных бозонов:

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

### 2.2. Векторный сектор

Выписывая кинетические слагаемые скалярных и векторных полей, можно видеть, что поля  $W^\pm$  ни с чем не смешиваются, три поля  $B_\mu$ ,  $W_\mu^3$  и  $V_\mu$  смешиваются как в кинетической, так и в массовой части. Линейным преобразованием мы можем одновременно привести кинетические члены к каноническому виду и диагонализировать массовую матрицу. Матрица линейного преобразования от полей  $B_\mu$ ,  $W_\mu^3$ ,  $V_\mu$  к физическим полям  $A_\mu$ ,  $Z_\mu$  и  $Z_\mu^*$ , одному безмассовому и двум массивным, имеет вид:

здесь

$$\sin \vartheta = \frac{Y_H g_B}{\sqrt{Y_H^2 g_B^2 + g_W^2}}, \quad \sin \alpha = 2\xi,$$

$$\tan 2\beta = \frac{\sin 2\alpha \sin \vartheta m_{Z_0}^2}{m_{Z^*0}^2 - (\cos^2 \alpha - \sin^2 \alpha \sin^2 \vartheta) m_{Z_0}^2};$$

и массы векторных бозонов  $Z_\mu$  и  $Z_\mu^*$ , какими они были

бы в отсутствии смешивания:

$$m_{Z_0}^2 = m_Z^2(\xi = 0) = \frac{v^2}{4} (Y_H^2 g_B^2 + g_W^2),$$

$$m_{Z^*0}^2 = m_{Z^*}^2(\xi = 0) = u^2 g_V^2.$$

Выражения для полей и смешанных масс в данных обозначениях имеют вид:

$$A_\mu = \cos \vartheta B_\mu + \sin \vartheta W_\mu^3 + \sin \alpha \cos \vartheta V_\mu,$$

$$Z_\mu = \cos \beta \cos \vartheta W_\mu^3 - \cos \beta \sin \vartheta B_\mu - (\sin \beta + \tan \alpha \cos \beta \sin \vartheta) \cos \alpha V_\mu,$$

$$Z_\mu^* = \sin \beta \cos \vartheta W_\mu^3 - \sin \beta \sin \vartheta B_\mu + (\cos \alpha \cos \beta - \sin \alpha \sin \beta \sin \vartheta) V_\mu,$$

$$m_Z^2 = (\cos \beta - \tan \alpha \sin \beta \sin \vartheta)^2 m_{Z_0}^2 + \frac{\sin^2 \beta}{\cos^2 \alpha} m_{Z^*0}^2,$$

$$m_{Z^*}^2 = \frac{\cos^2 \beta}{\cos^2 \alpha} m_{Z^*0}^2 + (\sin \beta + \tan \alpha \cos \beta \sin \vartheta)^2 m_{Z_0}^2.$$

### 2.3. Взаимодействия фермионных полей SM с дополнительными бозонами

Выпишем точные выражения для взаимодействий полей SM с векторными и скалярными полями. Рассматривая производные полей, мы находим кинетические части фермионных полей и их взаимодействия с векторным бозонным сектором. Выберем  $Y_{f_L} = -Y_H, Y_{e_R} = -Y_H$ , тогда электрический заряд

верхней компоненты лептонного дублета будет равен нулю, заряд нижней компоненты:

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

И соответствующая часть лагранжиана для лептонов одного поколения без правого нейтрино имеет вид:

$$i\bar{f}_L \gamma^\mu D_\mu f_L + i\bar{e}_R \gamma^\mu D_\mu e_R = i\bar{e} \gamma^\mu \partial_\mu e + i\bar{\nu}_L \gamma^\mu \partial_\mu \nu_L - e A_\mu \bar{e} \gamma^\mu e +$$

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

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

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

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

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

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

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

Соответствующие слагаемые взаимодействия в кварковом секторе для одного поколения при значениях  $Y_{Q_L} = \frac{1}{3} Y_H, Y_{d_R} = -\frac{1}{3} Y_H, Y_{u_R} = \frac{2}{3} Y_H$  имеют вид:

$$i\bar{Q}_L \gamma^\mu D_\mu Q_L + i\bar{u}_R \gamma^\mu D_\mu u_R + i\bar{d}_R \gamma^\mu D_\mu d_R =$$

$$= i\bar{u} \gamma^\mu \partial_\mu u + i\bar{d} \gamma^\mu \partial_\mu d + \frac{2}{3} e A_\mu \bar{u} \gamma^\mu u - \frac{1}{3} e A_\mu \bar{d} \gamma^\mu d +$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{e}{12 \cos \vartheta} \left( 5 \sin \beta \tan \alpha + \cos \beta \left[ \frac{3}{\sin \vartheta} - 8 \sin \vartheta \right] \right) Z_\mu \bar{u} \gamma^\mu u - \\
& - \frac{e}{4 \cos \vartheta} \left( \frac{\cos \beta}{\sin \vartheta} - \sin \beta \tan \alpha \right) Z_\mu \bar{u} \gamma^\mu \gamma_5 u + \\
& + \frac{e}{12 \cos \vartheta} \left( 3 \frac{\sin \beta}{\sin \vartheta} - 5 (\cos \beta \tan \alpha + \sin \beta \sin \vartheta) \right) Z_\mu^* \bar{u} \gamma^\mu u - \\
& - \frac{e}{4 \cos \vartheta} \left( \frac{\sin \beta}{\sin \vartheta} + \cos \beta \tan \alpha + \sin \beta \sin \vartheta \right) Z_\mu^* \bar{u} \gamma^\mu \gamma_5 u - \\
& - \frac{e}{12 \cos \vartheta} \left( \frac{\cos \beta (1 + 2 \cos 2\vartheta)}{\sin \vartheta} + \sin \beta \tan \alpha \right) Z_\mu \bar{d} \gamma^\mu d + \\
& + \frac{e}{4 \cos \vartheta} \left( \frac{\cos \beta}{\sin \vartheta} - \sin \beta \tan \alpha \right) Z_\mu \bar{d} \gamma^\mu \gamma_5 d - \\
& - \frac{e}{12 \cos \vartheta} \left( \frac{\sin \beta (1 + 2 \cos 2\vartheta)}{\sin \vartheta} - \cos \beta \tan \alpha \right) Z_\mu^* \bar{d} \gamma^\mu d + \\
& + \frac{e}{4 \cos \vartheta} \left( \frac{\sin \beta}{\sin \vartheta} + \cos \beta \tan \alpha \right) Z_\mu^* \bar{d} \gamma^\mu \gamma_5 d + \\
& + \frac{e}{\sqrt{2} \sin \vartheta} W_\mu^+ \bar{u}_L \gamma^\mu d_L + \frac{e}{\sqrt{2} \sin \vartheta} W_\mu^- \bar{d}_L \gamma^\mu u_L.
\end{aligned}$$

Легко видеть, что в отсутствии смешивания, когда  $\xi = 0$  ( $\sin \beta = 0, \tan \alpha = 0$ ), взаимодействие лептонов и кварков с дополнительным векторным бозоном  $Z_\mu^*$  отсутствует. Видно, что взаимодействия с фотоном  $A_\mu$  и с бозонами  $W^\pm$  совпадают с взаимодействиями из СМ. В пределе малого смешивания ( $\xi \ll 1$ ) с точностью до первого порядка по  $\xi$  взаимодействия лептонных и кварковых полей с полями  $Z_\mu$  и  $W^\pm$  совпадают с взаимодействиями из СМ, взаимодействия с полями  $Z_\mu^*$  имеют первый порядок по  $\xi$ .

В случае легких медиаторов в диапазоне масс порядка нескольких ГэВ, константы взаимодействия заряженных лептонов и кварков с  $Z_\mu^*$  в аксиальной части и взаимодействия нейтрино с  $Z_\mu^*$  подавляются дополнительным фактором  $1/m_Z^2$ , то есть в пределе малого смешивания и малых масс дополнительного векторного медиатора мы приходим к сценарию моделей с темным фотоном.

Наконец выпишем слагаемые взаимодействия скалярных полей с фермионами СМ. Взаимодействия бозона Хиггса и дополнительного скаляра с массивными лептонами имеют ожидаемый вид:

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

взаимодействия с кварками:

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

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе были освещены оценки перспектив поиска ассоциативного образования лептофильного скаляра и темного фотона с парой  $\tau$ -лептонов в электрон-позитронных столкновениях при энергиях будущей Супер с-тау фабрики, учитывающие реалистичную эффективность реконструкции и идентификации  $\tau$ -лептонов. Кривые чувствительности коллайдера к параметрам связи медиаторов на 90%-ом уровне достоверности в диапазоне масс медиаторов от нескольких МэВ до примерно 3.5 ГэВ демонстрируют мощь будущего электрон-позитронного коллайдера для поиска проявлений темной материи.

Получены точные выражения для физических состо-

яний скалярных и векторных полей в предложенной самосогласованной модели темной материи. Получены точные выражения для смешанных масс скалярных и векторных бозонов и слагаемые лагранжиана, содержащие их взаимодействия с фермионными полями СМ, что представляет большой интерес для исследования предельных случаев и дальнейшего моделирования процессов образования ТМ в экспериментах на современных коллайдерах. Рассмотрен предельный случай малого смешивания и малых масс дополнительного векторного бозона.

Данная работа была поддержана грантом Фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС».



- [1] Zwicky F. // *Helv. Phys. Acta.* 1933. **6**. P. 110.  
[2] Zwicky F. // *Astrophys. J.* 1937. **86**. P. 217.  
[3] Rubin V.C., Ford W.K. // Jr., *Astrophys. J.* 1970. **159**. P. 379.  
[4] Hinshaw G. (WMAP) et al. // *Astrophys. J. Suppl.* 2013. **208**. P. 19.  
[5] Aghanim N. (Planck) et al. // *Astron. Astrophys.* 2020. **641**. A6 (2020). [Erratum: *Astron. Astrophys.* 2021. 652, C4].  
[6] Hu W., Dodelson S. // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 2002. **40**. P. 171.  
[7] Agrawal P. et al. // *Eur. Phys. J. C.* 2021. **81**. P. 1015.  
[8] E. Aprile et al. (XENON) // *Phys. Rev. Lett.* 2019. **123**. 241803.  
[9] Felcini M. (ATLAS, CMS) // 53rd Rencontres de Moriond on Cosmology. 2018. P. 327.  
[10] Beacham J. et al. // *J. Phys. G.* 2020. **47**. 010501.  
[11] Conrad J. // *Interplay between Particle and Astroparticle physics.* 2014.  
[12] Bertone G., Hooper D., Silk J. // *Phys. Rept.* 2005. **405**. P. 279.  
[13] Boos E.E., Bunichev V.E., Trykov S.S. // *Phys. Rev. D.* 2023. **107**. 075021.  
[14] Lees J.P. (BaBar) et al. // *Phys. Rev. Lett.* 2020. **125**. 181801.  
[15] Liu J., McGinnis N., Wagner C.E.M., Wang X.-P. // *JHEP.* 2020. **04**. P. 197.  
[16] Lees J.P. (BaBar) et al. // *Phys. Rev. D.* 2016. **94**. 011102.  
[17] Liu Y.-S., McKeen D., Miller G.A. // *Phys. Rev. Lett.* 2016. **117**. 101801.  
[18] Davier M., Nguyen Ngoc H. // *Phys. Lett. B.* 1989. **229**. P. 150.  
[19] Bjorken J.D., Ecklund S., Nelson W.R. et al. // *Phys. Rev. D.* 1988. **38**. P. 3375.  
[20] Batell B., Lange N., McKeen D. et al. // *Phys. Rev. D.* 2017. **95**. 075003.  
[21] Banerjee D. et al. // *Phys. Rev. Lett.* 2019. **123**. 121801.  
[22] Cortina E. Gil (NA62) et al. // *JHEP.* 2019. **05**. P. 182.  
[23] Lees J.P. (BaBar) et al. // *Phys. Rev. Lett.* 2017. **119**. 131804.  
[24] Davoudiasl H., Lee H.-S., Marciano W.J. // *Phys. Rev. D.* 2014. **89**. 095006.  
[25] Essig R., Mardon J., Papucci M. et al. // *JHEP.* 2013. **11**. P. 167.  
[26] Adler S. (E787) et al. // *Phys. Rev. Lett.* 2002. **88**. 041803.  
[27] Artamonov A.V. (BNL-E949) et al. // *Phys. Rev. D.* 2009. **79**. 092004.  
[28] Bennett G.W. (Muon g-2) et al. // *Phys. Rev. D.* 2006. **73**. 072003.  
[29] Boos E., Bunichev V., Dubinin M. (CompHEP) et al. // *Nucl. Instrum. Meth. A.* **534**, P. 250.  
[30] Bityukov S.I., Krasnikov N.V. // *Mod. Phys. Lett. A.* 1998. **13**, P. 3235.  
[31] Bityukov S., Krasnikov N., Nikitenko A., Smirnova V. // *PoS.* 2008. **ACAT08**. P. 118.

## Search for dark matter at the future Super c-tau factory in models with additional $U(1)$ symmetry and an additional scalar field

E. E. Boos, V. E. Bunichev, S. I. Keizerov, and S. S. Trykov<sup>†</sup>

<sup>1</sup>*D. V. Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, M. V. Lomonosov Moscow State University,  
Moscow 119991, Russia  
E-mail: <sup>†</sup>trykov.trykov@gmail.com*

We present an overview of the recently obtained results for prospects for light dark matter search in experiments at the future Super c-tau factory in models of a leptophilic scalar and a dark photon. The collider sensitivity curves at the 90% C.L. in the mass range of mediators up to several GeV demonstrate the power of the future electron-positron collider for dark matter manifestations' search. A self-consistent dark matter model containing an additional scalar and a massive vector is proposed, and exact terms for the interactions between additional bosons and fermionic fields of the Standard Model are obtained. The limiting case of small mixing and small masses of the dark vector is considered.

PACS: 04.80.Cc, 11.10.Ef, 12.60.-i, 14.60.Fg, 14.80.-j, 14.80.Cp

*Keywords:* dark matter, physics beyond the standard model, high energy physics, tau-lepton, dark photon, leptophilic scalar, dark scalar, dark vector, electron-positron collider, super c-tau factory.

*Received 29 May 2023.*

### Сведения об авторах

1. Боос Эдуард Эрнстович — докт. физ.-мат. наук, профессор, член-корреспондент РАН, директор; e-mail: boos@theory.sinp.msu.ru.
2. Буничев Вячеслав Евгеньевич — канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник; e-mail: bunichev@theory.sinp.msu.ru.
3. Кейзеров Сергей Иванович — канд. физ.-мат. наук, мл. науч. сотрудник; e-mail: errar@mail.ru.
4. Трыков Сергей Сергеевич — аспирант; e-mail: trykovtwo@gmail.com.