

МЕДИАТОРЫ ТЕМНОЙ МАТЕРИИ В ПРОЦЕССАХ ОДИНОЧНОГО РОЖДЕНИЯ ТОП-КВАРКА

Э. Э. Боос *, *В. Е. Буничев* **, *Л. В. Дудко* ***

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

Получены многомерные дифференциальные сечения рассеяния, характеризующие спиновые корреляции в процессах ассоциативного рождения темной материи и одиночного топ-кварка на Большом адронном коллайдере. Проведен анализ процессов с участием скалярных, псевдоскалярных и векторных частиц-медиаторов.

Multidimensional differential production cross sections have been obtained that characterize spin correlations in the processes of associative production of dark matter and a single top quark at the Large Hadron Collider. An analysis of processes involving scalar, pseudoscalar and vector mediator particles was carried out.

PACS: 11.10.-z; 11.10.Ef; 12.60.-i; 14.65.Na; 95.35.+d

ВВЕДЕНИЕ

В популярных моделях темной материи взаимодействие частиц Стандартной модели (СМ) с частицами темной материи осуществляется через обмен частицами-медиаторами. Параметры взаимодействия скалярных частиц-медиаторов с фермионами СМ пропорциональны массе этих фермионов. Поэтому изучение процессов с участием массивных фермионов третьего поколения, таких как топ-кварк, представляет особый интерес. Кроме того, в электрослабых процессах топ-кварк может рождаться сильно поляризованным, что обусловлено (V-A) структурой вершин таких взаимодействий. При распаде топ-кварка его начальная поляризация транслируется на его продукты распада и проявляется в энергетических спектрах частиц из распада, а также в спиновых корреляциях между начальными и конечными состояниями. В рамках СМ положительно заряженный лептон от распада топ-кварка в его системе покоя имеет тенденцию следовать направлению спина топ-кварка [1, 2]. В t -канальном процессе одиночного рождения топ-кварка (рис. 1) в его системе отсчета направление спина топ-кварка сильно коррелирует с импульсом d -кварка [3, 4].

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

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

*** E-mail: lev.dudko@cern.ch

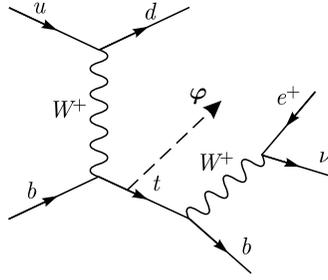


Рис. 1. t -канальный процесс одиночного рождения топ-кварка с его последующим распадом

Для дальнейших расчетов воспользуемся системой координат, использованной в работах [5, 6]. Здесь θ — угол между импульсом заряженного лептона и направлением оси квантования спина топ-кварка (т.е. импульсом d -кварка), а ϕ — угол в плоскости, перпендикулярной импульсу лептона, откладываемый от линии пересечения с плоскостью, образованной продуктами распада топ-кварка. Поэтому в системе покоя топ-кварка мы имеем следующую параметризацию направления оси квантования топ-кварка (т.е. импульса d -кварка) и 3-импульсов позитрона и b -кварка:

$$\begin{aligned} \mathbf{s} &= (\sin \theta \cos \phi, \sin \theta \sin \phi, \cos \theta), \\ \mathbf{p}_{e^+} &= |\mathbf{p}_{e^+}|(0, 0, 1), \\ \mathbf{p}_b &= |\mathbf{p}_b|(\sin \theta_{be}, 0, \cos \theta_{be}). \end{aligned} \quad (1)$$

Косинус угла между b -кварком и осью квантования спина топ-кварка равен: $\cos \theta_{bd} = \sin \theta_{be} \sin \theta \cos \phi + \cos \theta_{be} \cos \theta$. Можно выразить $\cos \phi$ через другие угловые параметры системы: $\cos \phi = (\cos \theta_{bd} - \cos \theta_{be} \cos \theta) / (\sin \theta_{be} \sin \theta)$. Для угла ϕ получаем выражение

$$\phi = \arccos \left(\frac{\cos \theta_{bd} - \cos \theta_{be} \cos \theta}{\sin \theta_{be} \sin \theta} \right). \quad (2)$$

Выражение (2) будем использовать для восстановления угла ϕ при численном моделировании Монте-Карло.

Аналитическое выражение для дифференциального сечения полного процесса рождения и распада топ-кварка ($2 \rightarrow 4$) в его системе покоя в зависимости от энергии заряженного лептона и двух углов ориентации оси квантования спина топ-кварка имеет вид [6]

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{SM}(\hat{s})_{ub \rightarrow db\nu e^+}}{d\epsilon d \cos \theta d\phi} &= \\ &= \frac{\alpha^2 V_{ud}^2 V_{tb}^2}{8 \cdot 3 \sin^4 \Theta_W m_W^2 (1-r^2)^2 (1+2r^2)} \frac{(\hat{s} - m_t^2)^2}{\hat{s}(\hat{s} - m_t^2 + m_W^2)} (1-\epsilon)\epsilon(1+\cos \theta), \end{aligned} \quad (3)$$

где $\epsilon = 2E_{e^+}/m_t$, $\epsilon_{\max} = 1$, $\epsilon_{\min} = r^2$, $r = m_W/m_t$.

Интегрируя поочередно по одной из трех переменных, можно получить соответствующие двумерные распределения. Как продемонстрировано в работе [6], наиболее показательными являются двумерные распределения по одному из углов ориентации спина топ-кварка и энергии позитрона. Также было продемонстрировано, что двумерные распределения являются более информативными, чем одномерные, так как сохраняют важные кинематические особенности процесса. Используя программу СтрНЕР [7], мы создали образцы Монте-Карло для t -канального процесса одиночного рождения топ-кварка и на их основе, с помощью пакета анализа ROOT [8], построили соответствующие двумерные распределения.

На рис. 2, *а* показано распределение по $\cos\theta$ и энергии позитрона в системе кластера, соответствующего продуктам распада топ-кварка. Видно, что в случае СМ для всех значений энергии позитрона сохраняется прямая корреляция между направлениями импульсов d -кварка и позитрона. В выбранной системе отсчета энергия позитрона кинематически ограничена значениями $E_{\min} = m_W^2/(2m_t)$ и $E_{\max} = m_t/2$. На рис. 2, *б* показано распределение по углу ϕ и энергии позитрона в системе кластера, соответствующего продуктам распада топ-кварка. В соответствии с формулой (3) в случае СМ отсутствует зависимость сечения этого процесса от угла ϕ . На рис. 2, *в* показано распределение по двум углам ориентации спина топ-кварка в системе кластера, соответствующего продуктам его распада.

Отклонение от соответствующих профилей распределений СМ в экспериментальных данных должно свидетельствовать о проявлении вклада новой физики. В данной работе рассмотрены несколько наиболее общих сценариев с участием частиц темной материи и ее медиаторов. Проведена оценка возможности идентификации и определения свойств частиц-медиаторов в процессах одиночного рождения топ-кварка для случаев скалярного, псевдоскалярного и векторного медиатора. Эффективные лагранжианы взаимодействия медиаторов с фермионами приведены ниже.

Лагранжиан взаимодействия скалярного медиатора с фермионами СМ и фермионами темной материи

$$\mathcal{L}_{\text{int}}^{\phi} = -\xi \sum_i \frac{m_i}{v} \phi \bar{\psi}_i \psi_i - g_D \phi \bar{\chi} \chi, \quad (4)$$

где ξ — параметр взаимодействия скалярного медиатора ϕ с фермионами СМ; $v = 246$ ГэВ — вакуумное среднее поля Хиггса СМ; g_D — параметр взаимодействия скалярного медиатора ϕ с фермионами темной материи χ .

Лагранжиан взаимодействия псевдоскалярного медиатора с фермионами СМ и фермионами темной материи

$$\mathcal{L}_{\text{int}}^{\phi} = -i\xi \sum_i \frac{m_i}{v} \phi \bar{\psi}_i \gamma_5 \psi_i - i g_D \phi \bar{\chi} \gamma_5 \chi. \quad (5)$$

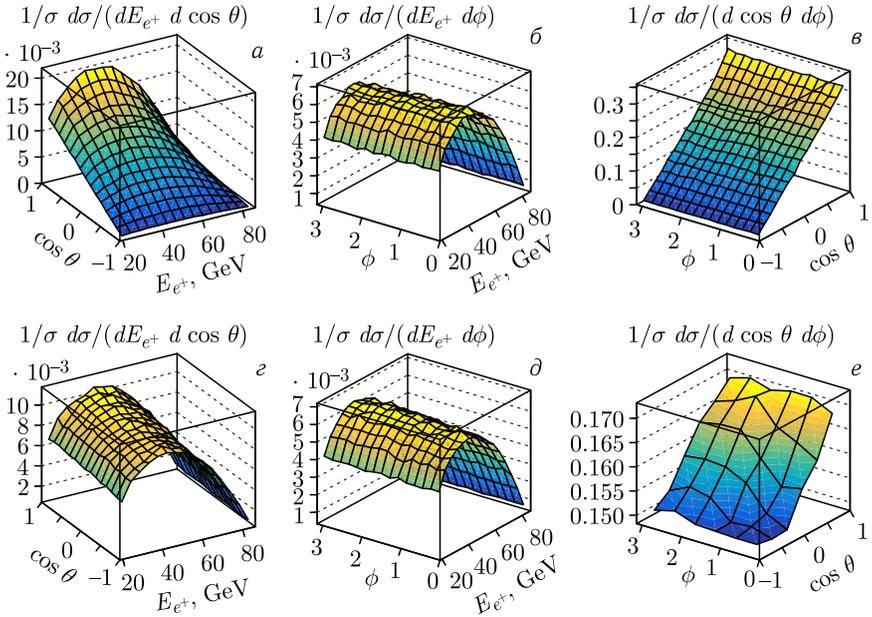


Рис. 2. Графики дважды дифференциальных нормированных сечений $\frac{d\sigma}{dE_e d \cos \theta}$, $\frac{d\sigma}{dE_e d\phi}$, $\frac{d\sigma}{d \cos \theta d\phi}$, построенных на основе событий Монте-Карло в системе кластера, соответствующего продуктам распада топ-кварка. На рис. *a–в* показаны распределения, соответствующие Стандартной модели, на рис. *г–е* — распределения, соответствующие модели со скалярным медиатором

Лагранжиан взаимодействия векторного медиатора A' с фермионами СМ и фермионами темной материи

$$\mathcal{L}_{\text{int}}^{A'} = -\epsilon e A'_{\mu} j_{\text{EM}}^{\mu} - e_D A'_{\mu} j_{\text{DM}}^{\mu}, \quad (6)$$

где ϵe — параметр взаимодействия векторного медиатора A' с электромагнитным током СМ j_{EM}^{μ} ; e_D — параметр взаимодействия векторного медиатора A' с фермионами темной материи χ .

Далее исследуем, как участие различных медиаторов может менять спиновые корреляции в процессах одиночного рождения топ-кварка.

1. ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ СЕЧЕНИЯ ДЛЯ МОДЕЛИ СО СКАЛЯРНЫМ МЕДИАТОРОМ

Для изучения проявлений новой физики были созданы образцы Монте-Карло для t -канального процесса одиночного рождения топ-кварка с участием скалярных частиц-медиаторов и фермионных частиц тем-

ной материи. В этой модели, в отличие от процесса SM , с линии топ-кварка происходит излучение скалярного медиатора (см. рис. 1) с его последующим распадом на фермионную пару частиц темной материи. Для массы медиатора мы взяли актуальное значение нижней границы экспериментального предела для этой частицы, равного 400 ГэВ. Параметры взаимодействия медиатора в нашем исследовании не играют роли, так как мы исследуем профили нормированных распределений. Для построения обсуждавшихся выше двумерных распределений требуется точно восстановить систему кластера, соответствующего продуктам распада топ-кварка. Если предположить, что мы можем отделить импульс нейтрино от импульса кластера медиатора, то появилась бы возможность восстановить систему кластера, соответствующего распаду топ-кварка. Мы провели такое разделение на партонном уровне для сценария со скалярным медиатором и построили соответствующие двумерные распределения в восстановленной системе топ-кварка.

Из рис. 2, *г* видно, что для данного значения массы скалярного медиатора существенно ослабла корреляция между d и e^+ в системе топ-кварка. В дифференциальном сечении появился вклад, пропорциональный фактору $(1 - \cos \theta)$, который скомпенсировал основной вклад, пропорциональный фактору $(1 + \cos \theta)$. Причем относительный вклад этих членов зависит от взаимного соотношения массы медиатора и энергии столкновения. Такое размытие корреляции произошло из-за того, что мы отклонили направление d -кварка относительно кластера, в который осуществляем буст, отделив от этого кластера компоненту медиатора. В то же время в этой системе отсчета для модели со скалярным медиатором нет зависимости от угла ϕ , аналогично случаю SM , как показано на рис. 2, *д* и *е*.

Мы провели анализ двумерных распределений в системе кластера, соответствующего продуктам распада топ-кварка. Для этого мы отделили импульс нейтрино от импульса кластера продуктов распада медиатора. Однако на практике эта задача является труднореализуемой, так как эти частицы не регистрируются детектором и определяются как суммарный потерянный четырехимпульс. Учитывая это обстоятельство, далее будем строить распределения в системе общего кластера, соответствующего продуктам распада топ-кварка и медиатора.

На рис. 3, *а* показано распределение по $\cos \theta$ и энергии позитрона в системе кластера, соответствующего продуктам распада топ-кварка и скалярного медиатора. Аналогично случаю SM для всех значений энергии позитрона сохраняется прямая корреляция между направлениями импульсов d -кварка и позитрона. Это объясняется тем, что вершина со скалярным медиатором не меняет лоренцеву структуру матричного элемента. Кроме того, в выбранной системе отсчета импульс d -кварка сохраняет свое положение относительно кластера, содержащего продукты распада топ-кварка. Однако в новой системе отсчета энергия позитрона может принимать значения от 0 до $\sqrt{s}/2$. Также в новой системе отсчета

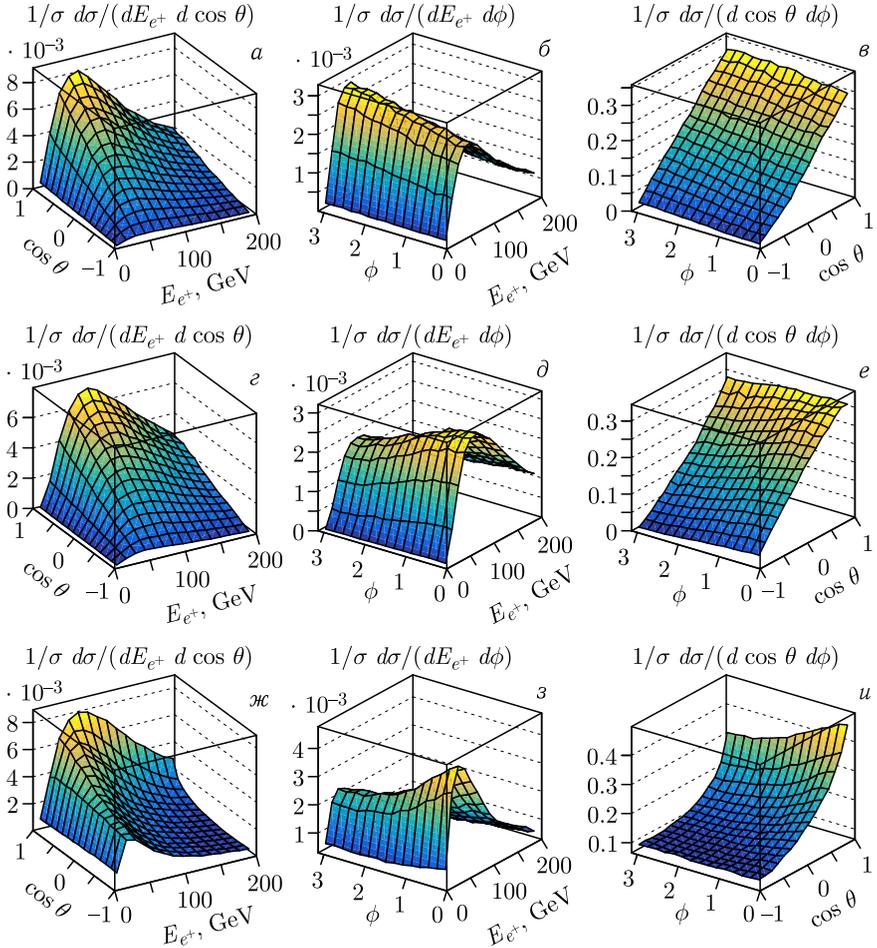


Рис. 3. Графики дважды дифференциальных нормированных сечений $\frac{d\sigma}{dE_e d \cos \theta}$, $\frac{d\sigma}{dE_e d\phi}$, $\frac{d\sigma}{d \cos \theta d\phi}$, построенных на основе событий Монте-Карло в системе кластера, соответствующего продуктам распада топ-кварка и медиатора. На рис. *а-в* показаны распределения, соответствующие модели со скалярным медиатором, на рис. *г-е* — распределения, соответствующие модели с псевдоскалярным медиатором, на рис. *ж-и* — распределения, соответствующие модели с векторным медиатором

меняется зависимость от угла ϕ , как показано на рис. 3, б. Это связано с тем, что угол ϕ откладывается от плоскости, содержащей импульсы позитрона и *b*-кварка. В системе топ-кварка энергия *b*-кварка имеет

фиксированное значение, а энергия позитрона ограничена значениями $E_{\min} = m_W^2/(2m_t)$ и $E_{\max} = m_t/2$. В новой системе кластера продуктов распада топ-кварка и медиатора энергия b -кварка принимает различные значения, а границы энергии позитрона варьируются от 0 до $\sqrt{s}/2$. За счет изменения кинематики b и e^+ поведение угла ϕ меняется, и в дифференциальном сечении появляется зависимость от этого угла. На рис. 3, *в* показано распределение по двум углам ориентации спина топ-кварка в системе кластера, соответствующего продуктам распада топ-кварка и медиатора.

2. ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ СЕЧЕНИЯ ДЛЯ МОДЕЛЕЙ С ПСЕВДОСКАЛЯРНЫМ И ВЕКТОРНЫМ МЕДИАТОРАМИ

В качестве следующего примера рассмотрим модель с псевдоскалярным медиатором массой 400 ГэВ. Данный случай отличается от описанного ранее наличием матрицы γ_5 в вершине взаимодействия медиатора с фермионами. Проведя аналогичные предыдущему случаю вычисления, мы построили соответствующие двумерные распределения.

В данном сценарии, как показано на рис. 3, *г*, сохраняется корреляция между d -кварком и позитроном в системе кластера продуктов распада топ-кварка и псевдоскалярного медиатора. Однако характер зависимости от угла ϕ меняется на противоположный по сравнению с предыдущим случаем, как это показано на рис. 3, *д*, *е*.

Для полноты картины мы также провели аналогичные вычисления для случая модели с векторным медиатором. Рассмотрен сценарий, в котором взаимодействие векторного медиатора с фермионами подобно взаимодействию фотона СМ. Значение массы медиатора также было выбрано равным 400 ГэВ. В отличие от скалярного медиатора взаимодействие векторного медиатора с фермионами не зависит от массы фермионов, поэтому медиатор может излучаться из линий всех участвующих в процессе фермионов. В процесс дают вклад диаграммы с излучением медиатора из линий начальных u - и b -кварков, а также конечных d - и t -кварков. Кроме того, наличие векторного поля существенно меняет лоренцеву структуру матричного элемента исследуемого процесса. Перечисленные факторы приводят к тому, что дифференциальные распределения для данного сценария существенно отличаются от сценариев со скалярными медиаторами.

Как видно из рис. 3, *ж-и*, для данного сценария нет прямых корреляций между d и e^+ в системе, соответствующей кластеру продуктов распада топ-кварка и векторного медиатора. На распределениях наблюдается нелинейный рост сечения с увеличением $\cos\theta$. Также видна нелинейная зависимость от угла ϕ .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Получены многомерные дифференциальные сечения рождения, характеризующие спиновые корреляции в процессах ассоциативного рождения темной материи и одиночного топ-кварка на Большом адронном коллайдере. Детально рассмотрены процессы с участием скалярных, псевдоскалярных и векторных частиц медиаторов. На основе анализа многомерных дифференциальных сечений разработаны методы идентификации частиц-медиаторов, а также определения их спина и четности. Показано, что соответствующие двумерные распределения для различных сценариев существенно отличаются друг от друга, что позволяет по общей совокупности распределений однозначно идентифицировать вид медиатора, участвующего в процессе.

Исследование проводилось в рамках научной программы Национального центра физики и математики, проект «Физика элементарных частиц и космология».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Ježabek M., Kuhn J.H.* V-A Tests through Leptons from Polarized Top Quarks // Phys. Lett. B. 1994. V. 329. P. 317–324; arXiv:hep-ph/9403366.
2. *Ježabek M.* Top Quark Physics // Nucl. Phys. B. Proc. Suppl. 1994. V. 37, No. 2. P. 197; arXiv:hep-ph/9406411.
3. *Mahlon G., Parke S.J.* Improved Spin Basis for Angular Correlation Studies in Single Top Quark Production at the Tevatron // Phys. Rev. D. 1997. V. 55. P. 7249–7254; arXiv:hep-ph/9611367.
4. *Mahlon G., Parke S.J.* Single Top Quark Production at the LHC: Understanding Spin // Phys. Lett. B. 2000. V. 476. P. 323–330; arXiv:hep-ph/9912458.
5. *Zhang C., Willenbrock S.* Effective-Field-Theory Approach to Top-Quark Production and Decay // Phys. Rev. D. 2011. V. 83. P. 034006; arXiv:1008.3869 [hep-ph].
6. *Boos E., Bunichev V.* Symbolic Expressions for Fully Differential Single Top Quark Production Cross Section and Decay Width of Polarized Top Quark in the Presence of Anomalous W_{tb} Couplings // Phys. Rev. D. 2020. V. 101, No. 5. P. 055012; arXiv:1910.00710.
7. *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.
8. *Brun R., Rademakers F.* ROOT: An Object Oriented Data Analysis Framework // Nucl. Instr. Meth. A. 1997. V. 389. P. 81–86.