

## ПОИСК ТЯЖЕЛОГО НЕЙТРИНО В РАСПАДЕ $D_s^+$ -МЕЗОНА

© 2023 г. К. М. Иванов<sup>1)\*</sup>, Р. Н. Чистов<sup>1),2)</sup>

Поступила в редакцию 02.03.2023 г.; после доработки 02.03.2023 г.; принята к публикации 02.03.2023 г.

Настоящая работа посвящена поиску гипотетического тяжелого стерильного нейтрино  $N$  на данных CMS на Большом адронном коллайдере, где  $N$  рождается в распаде  $D_s^+$ -мезона с нарушением лептонного числа  $D_s^+ \rightarrow \mu^+ N \rightarrow \mu^+ \mu^+ \pi^-$ , а источником  $D_s^+$ -мезонов являются полулептонные распады  $B_s^0 \rightarrow D_s^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu$ . Представлены исследования Монте-Карло-симуляций сигнального распада, смоделированных в условиях детектора CMS. Сгенерировано и изучено несколько возможных точек в пространстве параметров тяжелого нейтрино ( $m_N, |V_{\mu N}|^2$ ), где  $m_N$  и  $|V_{\mu N}|^2$  являются массой и параметром смешивания (coupling parameter) соответственно. Проведено изучение кинематических и топологических параметров, участвующих в распаде частиц, оценены эффективности генератора и реконструкции. Полученные результаты будут использованы для последующего поиска распада  $D_s^+ \rightarrow \mu^+ N$  на данных CMS.

DOI: 10.31857/S0044002723050227, EDN: IDXKVG

По материалам доклада на “ICPPA-2022”

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Стандартная модель (СМ) физики элементарных частиц представляет собой красивую и завершённую теорию, последним кирпичиком которой стало триумфальное открытие бозона Хиггса на Большом адронном коллайдере в ЦЕРНе в 2012 г. [1]. Тем не менее, в настоящий момент достаточно очевидно, что она не может являться полной теорией всего, так как не описывает темную материю и барионную асимметрию во Вселенной, осцилляции и ненулевые массы нейтрино и другие явления. Поэтому очень важен поиск Новой Физики — частиц и эффектов за пределами СМ, объясняющих наблюдаемые нами явления и процессы.

Примером такой теории, которая расширяет СМ и позволяет корректно дополнить описание нейтринного сектора, является нейтринная минимальная Стандартная модель ( $\nu$ MSM) [2, 3], в которой вводятся три правых майорановских синглетных фермиона — тяжелые нейтральные лептоны, они же стерильные нейтрино (т.е. такие, что в отличие от “обычных” нейтрино СМ не взаимодействуют с веществом, а могут лишь превращаться

в другие нейтрино посредством осцилляций). Обозначив стерильное нейтрино как  $N$  с массой  $m_N$ , можно ввести  $V_{lN}$  — элемент матрицы смешивания  $N$  с обычным нейтрино  $\nu_l$  (где  $l$  отвечает за аромат), тогда  $|V_{lN}|^2$  будет являться амплитудой вероятности взаимодействия (coupling parameter)  $N$  и  $\nu_l$ . При этом тяжелое нейтрино может обладать ненулевым временем жизни, которое увеличивается при уменьшении массы или параметра смешивания:  $\tau_N \propto |V_{lN}|^{-2} m_N^{-2}$ .

### 2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И МОТИВАЦИЯ

Поиски таких стерильных тяжелых нейтрино возможны в том числе в секторе физики тяжелых кварков [4], т.е. в распадах тяжелых адронов, таких как  $B \rightarrow (X)\mu N$ ,  $D \rightarrow (X)\mu N$  и аналогичных (где  $X$  обозначает какие-то иные частицы). В таком случае  $m_N$  может варьироваться в области относительно малых масс порядка [0.1–5] ГэВ, что является весьма многообещающим как для космологии, так и для феноменологии [5]. Подобные поиски ранее велись, например, коллаборациями Belle [6] и LHCb [7] в распадах  $B$ -мезонов, где были поставлены верхние пределы на  $|V_{\mu N}|^2$  в зависимости от массы  $N$ .

Мы считаем, что аналогичные исследования можно выполнить и на данных эксперимента CMS на большом адронном коллайдере, проведя поиск тяжелого стерильного нейтрино в распаде  $D_s^+$ -мезона (здесь и далее в тексте работы подразумевается равное присутствие заряженно-сопряженных частиц). Аргументацией в поддержку

<sup>1)</sup>Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Долгопрудный, Россия.

<sup>2)</sup>Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, Москва, Россия.

\*E-mail: [ivanov.km@phystech.edu](mailto:ivanov.km@phystech.edu)

этого служит в том числе наша предыдущая работа, посвященная изучению источников  $D_s^+$ -мезонов в эксперименте CMS [8]. Так, было установлено, что с использованием специального набора данных **BParking**, записанного в 2018 г. и обогащенного полулептонными распадами тяжелых адронов, можно восстановить более 1.7 млн сигнальных событий  $B_s^0 \rightarrow D_s^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu$ , где  $D_s^+$  восстанавливается в моде  $D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+ \rightarrow K^+ K^- \pi^+$ . Зная относительную вероятность (branching fraction) этой моды распада  $D_s^+$  из PDG [1], суммарно это дает нам потенциал около  $8 \times 10^7$   $D_s^+$ -мезонов в целом (рождающихся из полулептонного распада  $B_s^0$ ).

Используя это огромное количество событий с  $D_s^+$ -мезонами, мы хотим провести поиск тяжелого нейтрино в распаде  $D_s^+ \rightarrow \mu^+ N \rightarrow \mu^+ \mu^+ \pi^-$ . Диаграмма для данного процесса представлена на рис. 1. Хотя возможен и распад тяжелого нейтрино на пару  $\mu^+ \pi^-$ , нас прежде всего интересует именно канал  $N \rightarrow \mu^+ \pi^-$ , так как в конечном состоянии распада  $D_s^+$ -мезона окажутся два мюона одного знака. Данный процесс запрещен в СМ из-за нарушения закона сохранения лептонного числа, поэтому мы ожидаем малое присутствие фоновых событий от процессов в рамках СМ, что поможет поиску такого сигнала Новой Физики. Настоящая работа посвящена предварительным исследованиям, необходимым для такого поиска — мы изучаем сигнальный распад  $B_s^0 \rightarrow D_s^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu$ ,  $D_s^+ \rightarrow \mu^+ N \rightarrow \mu^+ \mu^+ \pi^-$  на данных, сгенерированных компьютерной симуляцией методом Монте-Карло.

### 3. МОНТЕ-КАРЛО-СИМУЛЯЦИЯ И РЕКОНСТРУКЦИЯ

В работе используются данные компьютерного моделирования (симуляции) методом Монте-Карло (далее — МК). Процедура проходит в несколько этапов, первый из которых состоит в моделировании  $pp$ -столкновений и генерации  $B_s^0$ -мезона в программе **PYTHIA** v8.230 [9]. После чего в пакете **EVTGEN** v1.6.0 [10] моделируется его распад  $B_s^0 \rightarrow D_s^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu$  с последующим распадом  $D_s^+ \rightarrow \mu^+ N \rightarrow \mu^+ \mu^+ \pi^-$ . При этом для тяжелого нейтрино  $N$  задано четыре варианта его параметров: два с массой  $m_N = 1$  ГэВ и  $c\tau = 1$  см и 10 см и два с массой  $m_N = 1.5$  ГэВ и  $c\tau = 1$  см и 10 см. Излучение фотонов в конечном состоянии учитывается с использованием пакета **PHOTOS** [11, 12]. Сгенерированные события в дальнейшем пропускаются через детальное моделирование взаимодействия с детектором CMS [13] в программе **GEANT4** [14], после чего проходят описанную далее процедуру реконструкции. При генерации

симуляции были заложены также “генераторные фильтры” (критерии отбора), которые ограничивают поперечный импульс  $p_T$  и псевдобыстроту  $\eta$  частиц до того уровня, на котором возможно адекватное восстановление (реконструкция) этих частиц в детекторе CMS (detector acceptance). В частности, мы требуем от продуктов распада  $N$  (т.е. мюон и пион)  $p_T > 0.5$  ГэВ и  $|\eta| < 2.5$ . Кроме того, чтобы соответствовать триггерам набора данных **BParking** [8], мы требуем наличие в событии высокоэнергичного мюона с  $p_T > 6.8$  ГэВ и  $|\eta| < 1.55$ .

Для того чтобы оценить параметр  $|V_{\mu N}|^2$  для сгенерированных нами тяжелых нейтрино, мы используем нижеприведенную формулу (13 из статьи [15]), которая дает нам оценку на  $|V_{\mu N}|^2$  от  $4.1 \times 10^{-2}$  до  $5.4 \times 10^{-4}$ :

$$\Gamma_N \approx 10.95 \cdot \frac{G_F^2 m_N^5}{96\pi^3} |V_{\mu N}|^2 \longrightarrow |V_{\mu N}|^2 = \frac{0.41}{m_N [\text{ГэВ}] \cdot c\tau [\text{мм}]} \quad (1)$$

Все четыре сгенерированных набора данных проходят через одинаковую процедуру реконструкции. Схематично топология распада представлена на рис. 2. Восстановление начинается с отбора мюона и противоположного ему по заряду трека адрона с присвоенной массовой гипотезой пиона. Требуется, чтобы частицы имели  $|\eta| < 2.4$ ,  $p_T(\mu^+) > 3$  ГэВ и  $p_T(\pi^-) > 0.5$  ГэВ. Далее к мюону и пиону применяется кинематический фит в общую вершину, причем  $\chi^2$  вероятность фита должна быть не менее 1%. Полученный  $N$ -кандидат комбинируется с еще одним мюоном того же заряда, что и первый мюон, после чего частицы аппроксимируются в одну вершину (с вероятностью не менее 1%). Инвариантная масса  $N\mu^+$  должна лежать в области  $\pm 60$  МэВ от известной табличной массы  $D_s^+$ -мезона [1] (чуть больше трех детекторных разрешений), а получившийся  $D_s^+$ -кандидат должен иметь  $p_T > 8$  ГэВ.

Для получения частично-восстановленного  $B_s^0$ -мезона (так как экспериментально восстановить нейтрино в детекторе CMS не представляется возможным) мы добавляем еще один мюон, противоположный по заряду первым двум, затем к нему и  $D_s^+$ -кандидату применяется кинематический фит в общую вершину. Требуется, чтобы  $\chi^2$  вероятность такого фита превышала 1% и  $p_T(B_s^0) > 12$  ГэВ. Для обеспечения надежности процедуры реконструкции накладывается ряд топологических ограничений. Так, значимость отлета  $B_s^0$  в поперечной плоскости от области первичной вершины  $pp$ -столкновений (ПВ) и значимость отлета  $D_s^+$  от

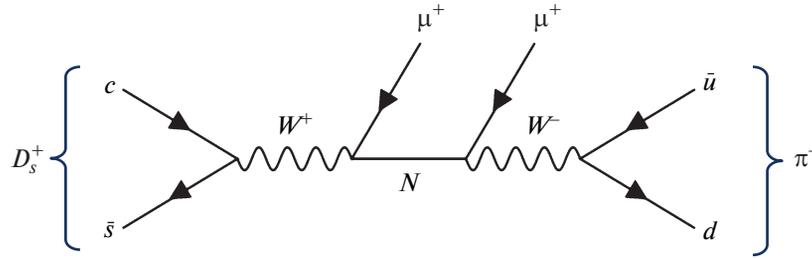


Рис. 1. Диаграмма распада  $D_s^+ \rightarrow \mu^+ N \rightarrow \mu^+ \mu^+ \pi^-$ .

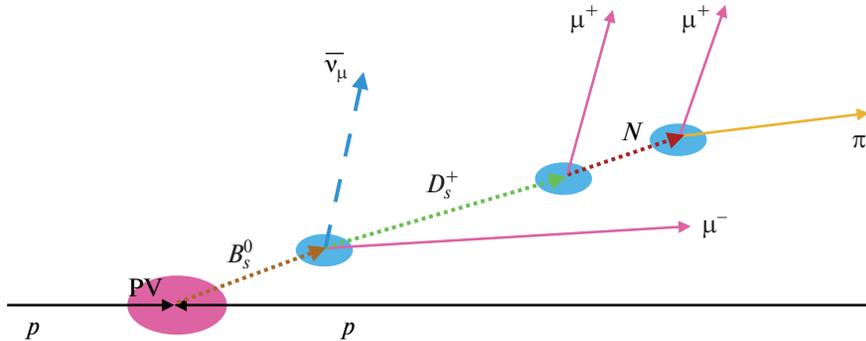


Рис. 2. Схема топологии сигнала распада.

вершины распада  $B_s^0$ -мезона должны превышать три стандартных отклонения, а значимость отлета тяжелого нейтрино  $N$  от вершины распада  $D_s^+$ -мезона должна быть не меньше 1 стандартного отклонения, при этом косинус угла между импульсом  $B_s^0$  и направляющей от ПВ к вершине  $B_s^0$  должен быть  $\cos(B_s^0, \text{ПВ}) > 0.9$ . Помимо требований ко всем мюонам  $|\eta| < 2.4, p_T(\mu) > 3 \text{ ГэВ}$ , хотя бы один из них должен иметь  $p_T > 7$  и  $d_{xy}/\sigma_{d_{xy}} > 3$  (где  $d_{xy}$  — прицельный (ипраст) параметр, определяемый как наименьшее расстояние между ПВ и треком) для прохождения триггера набора **BParking**.

Для подавления фона в моделировании от восстановленных кандидатов, не совместимых со сгенерированным в событии распадом, потребовано соответствие восстановленных частиц с теми, что были сгенерированы в результате симуляции, с помощью наложения ограничения на  $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}$  между трехмерным импульсом восстановленной и сгенерированной частицей. Для мюонов  $\Delta R$  должен быть  $< 0.004$ , а для пионов  $< 0.02$ .

#### 4. ИЗУЧЕНИЕ СИГНАЛОВ

После восстановления сигнала распада (описанного в предыдущем разделе) было проведено качественное изучение кинематических и топологических распределений для разных частиц

и различных сгенерированных наборов. Так, например, на рис. 3 представлены распределения поперечному импульсу для мюонов и стерильных нейтрино. Они находятся в согласии с физическим смыслом — мюон, рожденный в распаде тяжелого нейтрино, имеет больший импульс для более массивного  $N$  (в соответствии с законами сохранения), также как и более тяжелое нейтрино имеет больший  $p_T$  (а вот для  $\mu^+$  из  $D_s^+$  ситуация обратная).

Важным этапом исследования является изучение и аппроксимация распределений по инвариантной массе для сигналов  $N \rightarrow \mu^+ \pi^-$  и  $D_s^+ \rightarrow \mu^+ N$ . Результаты для одного из сгенерированных наборов представлены на рис. 4, где фитирование распределений выполнено двойной функцией Гаусса с общим средним для сигнальной компоненты и полиномом первой степени для возможных фоновых событий (конечно, крайне немногочисленных в симуляции). Полученные детекторные разрешения  $\sigma_{\text{eff}}$  для сигналов  $N$  и  $D_s^+$  приведены в табл. 1. Видно, что для более легкого нейтрино разрешение лучше (что ожидаемо из-за меньшего фазового объема), в то время как разрешение  $D_s^+$  оказалось независимым от параметров нейтрино.

#### 5. ПОДСЧЕТ ЭФФЕКТИВНОСТЕЙ

Одним из главных результатов, получаемых в МК-симуляции и далее необходимых при поиске

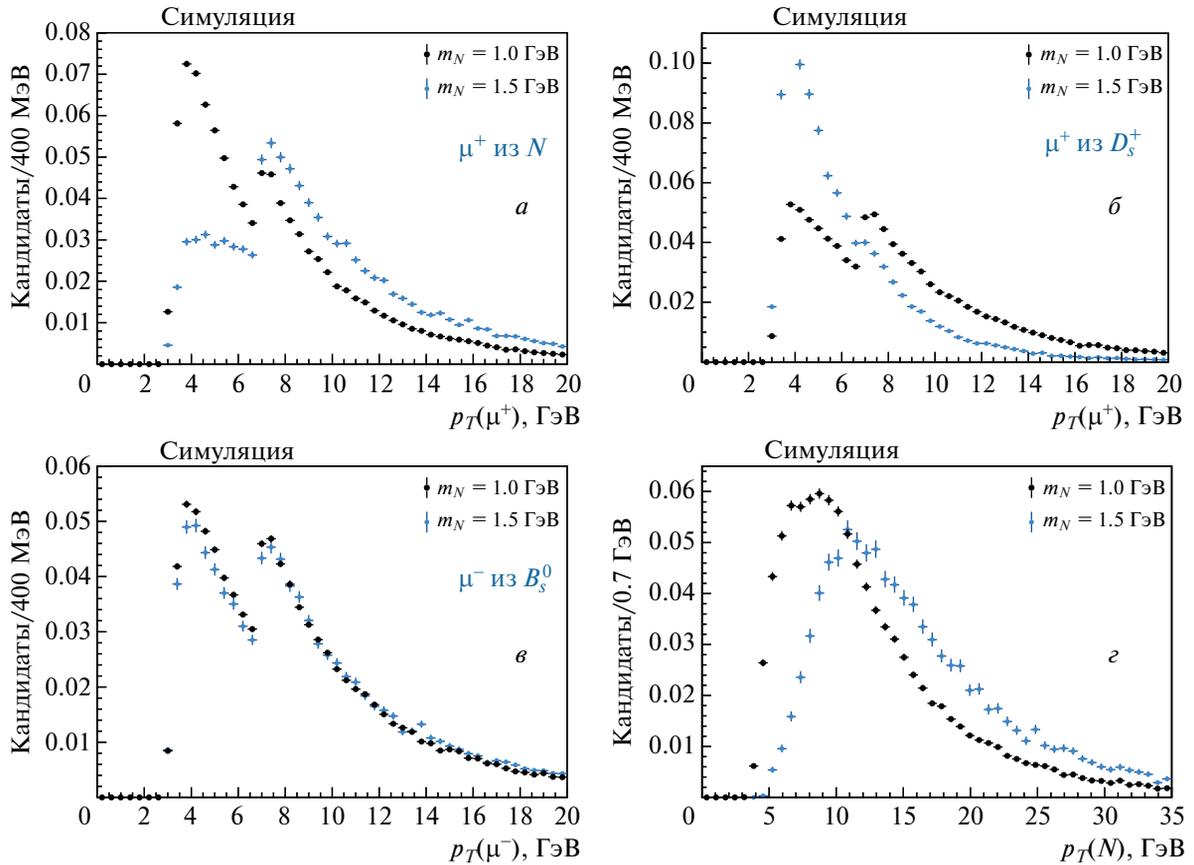


Рис. 3. Кинематические распределения по поперечному импульсу  $p_T$  для мюонов и тяжелого нейтрино при параметрах генерации  $m_N = 1$  ГэВ и  $c\tau = 10$  см.

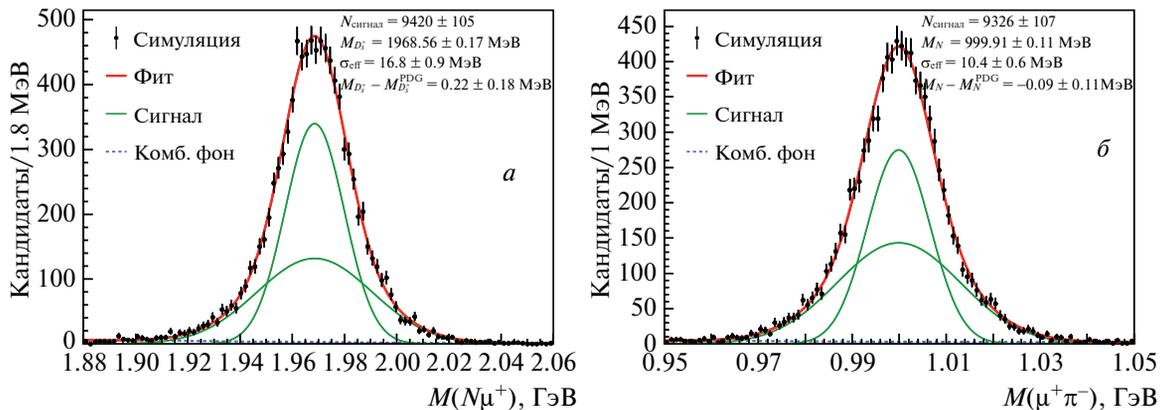


Рис. 4. Распределения по инвариантной массе  $N\mu^+$  (а) и  $\mu^+\pi^-$  (б) кандидатов для тяжелого нейтрино при параметрах генерации  $m_N = 1$  ГэВ и  $c\tau = 1$  см с наложенными результатами аппроксимации.

сигнала уже на реальных данных  $pp$ -столкновений, является эффективность  $\epsilon$ . Она определяется как произведение двух компонент, первая из которых — генераторная эффективность  $\epsilon_{\text{gen}}$ , представляющая из себя эффективность слабых требований, наложенных на генераторном уровне (вы-

шеописанных генераторных фильтров); вычисляется как доля независимо сгенерированных событий, прошедших эти требования. Второй компонентой является эффективность нашего алгоритма реконструкции распада и наложенных критериев отбора  $\epsilon_{\text{rec-sel}}$ ; вычисляется как отношение восстановленного сигнала из аппроксимации к суммарному чис-

**Таблица 1.** Информация об изучаемых в работе наборах данных МК-симуляций

Параметры $N$	$\sigma_{\text{eff}}(N)$	$\sigma_{\text{eff}}(D_s^+)$	$\epsilon_{\text{gen}}, 10^{-2}$	$\epsilon_{\text{rec-sel}}, 10^{-3}$	$\epsilon, 10^{-4}$
$m_N = 1 \text{ ГэВ}, c\tau = 1 \text{ см}$	$10.4 \pm 0.6$	$16.8 \pm 0.9$	$1.52 \pm 0.03$	$9.03 \pm 0.10$	$1.37 \pm 0.03$
$m_N = 1 \text{ ГэВ}, c\tau = 10 \text{ см}$	$11.0 \pm 0.3$	$17.2 \pm 0.4$	$1.50 \pm 0.03$	$8.00 \pm 0.04$	$1.20 \pm 0.03$
$m_N = 1.5 \text{ ГэВ}, c\tau = 1 \text{ см}$	$16.1 \pm 0.7$	$17.5 \pm 2.1$	$1.45 \pm 0.03$	$6.64 \pm 0.18$	$0.96 \pm 0.03$
$m_N = 1.5 \text{ ГэВ}, c\tau = 10 \text{ см}$	$14.9 \pm 1.1$	$17.9 \pm 0.6$	$1.49 \pm 0.03$	$5.26 \pm 0.06$	$0.78 \pm 0.02$

лу сгенерированных событий в наборе, прошедших генераторные фильтры.

В табл. 1 представлены результаты подсчета эффективностей для всех четырех сгенерированных наборов. Видно, что в целом результаты получаются порядка  $\epsilon \sim 10^{-4}$ . С учетом вышеприведенной оценки числа  $D_s^+$ -мезонов как  $\sim 10^8$  для получения значимого числа сигнальных событий тяжелого нейтрино на реальных данных относительная вероятность (бренчинг  $\mathcal{B}(D_s^+ \rightarrow \mu^+ N)$ ) должна быть порядка  $\gtrsim 10^{-3}$ , что является довольно существенным допущением.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей статье выполнена работа по изучению распада  $B_s^0 \rightarrow D_s^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu$ ,  $D_s^+ \rightarrow \mu^+ N \rightarrow \mu^+ \mu^+ \pi^-$  на данных, сгенерированных компьютерной симуляцией методом Монте-Карло в условиях детектора CMS на БАК. Помимо подготовки непосредственно сгенерированных симуляций, нами был также разработан алгоритм реконструкции цепочки распада. Полученные нами результаты планируются к использованию для дальнейшего поиска запрещенного в рамках Стандартной модели распада  $D_s^+$  с участием тяжелого нейтрино  $N$  (частицы Новой Физики) уже на реальных данных эксперимента CMS. Качественное изучение кинематических и топологических переменных позволит провести оптимизацию критериев отбора, полученные в симуляции формы сигналов можно применить для аппроксимации реальных данных, а эффективности будут использованы для оценки относительной вероятности искомого распада (или ее верхнего предела).

Авторы благодарят своего коллегу Н.К. Петрова за многочисленные полезные обсуждения и ценные замечания при подготовке данной публикации. Исследование было выполнено за счет средств гранта Российского научного фонда № 22-22-00401.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. R. L. Workman *et al.* (Particle Data Group), PTEP **2022**, 083C01 (2022).
2. T. Asaka, S. Blanchet, and M. Shaposhnikov, Phys. Lett. B **631**, 151 (2005), hep-ph/0503065.
3. T. Asaka and M. Shaposhnikov, Phys. Lett. B **620**, 17 (2005), hep-ph/0505013.
4. D. Gorbunov and M. Shaposhnikov, JHEP **0710**, 015 (2007) [JHEP **1311**, 101 (Erratum)], arXiv: 0705.1729.
5. Д. С. Горбунов, УФН **184**, 545 (2014).
6. M. T. Prim *et al.* (Belle Collab.), Phys. Rev. D **101**, 032007 (2020), arXiv: 1911.03186.
7. R. Aaij *et al.* (LHCb Collab.), Phys. Rev. Lett. **112**, 131802 (2014), arXiv: 1401.5361.
8. Я. А. Андреев, К. М. Иванов, Р. Н. Чистов, Краткие сообщения по физике ФИАН **50** (1), 42 (2023).
9. T. Sjostrand, S. Ask, J. R. Christiansen, R. Corke, N. Desai, P. Ilten, S. Mrenna, S. Prestel, C. O. Rasmussen, and P. Z. Skands, Comput. Phys. Commun. **191**, 159 (2015), arXiv: 1410.3012.
10. D. Lange, Nucl. Instrum. Methods A **462**, 152 (2001).
11. E. Barberio, B. van Eijk, and Z. Was, Comput. Phys. Commun. **66**, 115 (1991).
12. E. Barberio and Z. Was, Comput. Phys. Commun. **79**, 291 (1994).
13. S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collab.), JINST **3**, S08004 (2008).
14. S. Agostinelli *et al.* (GEANT4 Collab.), Nucl. Instrum. Methods A **506**, 250 (2003).
15. B. Shuve and M. E. Peskin, Phys. Rev. D **94**, 113007 (2016), arXiv: 1607.04258.

SEARCH FOR HEAVY STERILE NEUTRINO FROM  $D_s^+$  MESON DECAYК. М. Иванов<sup>1)</sup>, Р. Н. Чистов<sup>1),2)</sup><sup>1)</sup> *Moscow Institute of Physics and Technology (National Research University), Moscow, Russia*<sup>2)</sup> *P.N. Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

The present analysis is dedicated to the search for a heavy sterile neutrino  $N$  using CMS Experiment (LHC) data. The hypothetical neutrino  $N$  is supposed to be produced in lepton-flavour violating decay  $D_s^+ \rightarrow \mu^+ N \rightarrow \mu^+ \mu^+ \pi^-$ , and  $D_s^+$  mesons originate from the semi-leptonic  $B_s^0 \rightarrow D_s^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu$  decays. We present the studies of the signal decay using Monte-Carlo simulation samples with CMS detector conditions. Several points on  $(m_N, |V_{\mu N}|^2)$  plane are generated for the sterile neutrino properties, where  $m_N$  and  $|V_{\mu N}|^2$  are the expected mass of  $N$  and coupling parameter, respectively. We study kinematic and topological variables of the involved particles, generator and reconstruction efficiencies depending on  $N$  properties. The obtained results will be used for the future search of the  $D_s^+ \rightarrow \mu^+ N$  decay on CMS data.