

Оценка чувствительности детектора LHCb к FCNC распаду $D^0 \rightarrow \mu\mu$ в данных с минимальным отбором

Е.М. Ретинская¹, Д.Ю. Голубков²

¹ Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ, Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова;

² Институт Теретической и Экспериментальной Физики им. А.И. Алиханова
E-mail: fikhen@yandex.ru.

We study the sensitivity of the LHCb detector to the rare flavor changing neutral current (FCNC) decay $D^0 \rightarrow \mu\mu$ assuming zero background. The estimate of the geometrical acceptance versus energy is presented together with calculations of the required integrated luminosity and the number of pp interactions in case of the geometrical-only and a realistic acceptance.

Распад $D^0 \rightarrow \mu\mu$ запрещен на древесном уровне в Стандартной Модели (СМ). Несмотря на то, что этот распад разрешен в высших порядках СМ, его вероятность сильно подавлена в механизме Глэшоу-Илиопулоса-Маяни [1] и дополнительно подавлена сохранением спиральности. Относительная вероятность данного распада рассчитанная по теории возмущений в рамках СМ составляет $Br \sim 10^{-17}$, а при учете эффектов дальнего порядка (непертурбативных поправок, связанных с сильным взаимодействием на больших расстояниях) может достигать $\sim 10^{-13}$. Это чрезвычайно малая величина, лежащая далеко за пределами существующих и планируемых в обозримом будущем экспериментов. Однако, в некоторых расширениях СМ данная величина может превышать предсказания СМ на несколько порядков, оказываясь доступна экспериментальному наблюдению. Поэтому обнаружение данного распада будет указывать на вклад в петлевые диаграммы от новой физики. В частности, в Суперсимметричном расширении Стандартной модели с нарушением R-четности это значение может достигать около $3.5 \cdot 10^{-7}$ [2], что делает поиск данного распада весьма актуальной задачей ибо наилучшим опубликованным экспериментальным ограничением в настоящее время является результат коллаборации BaBar, $Br = 1.3 \cdot 10^{-6}$ [3].

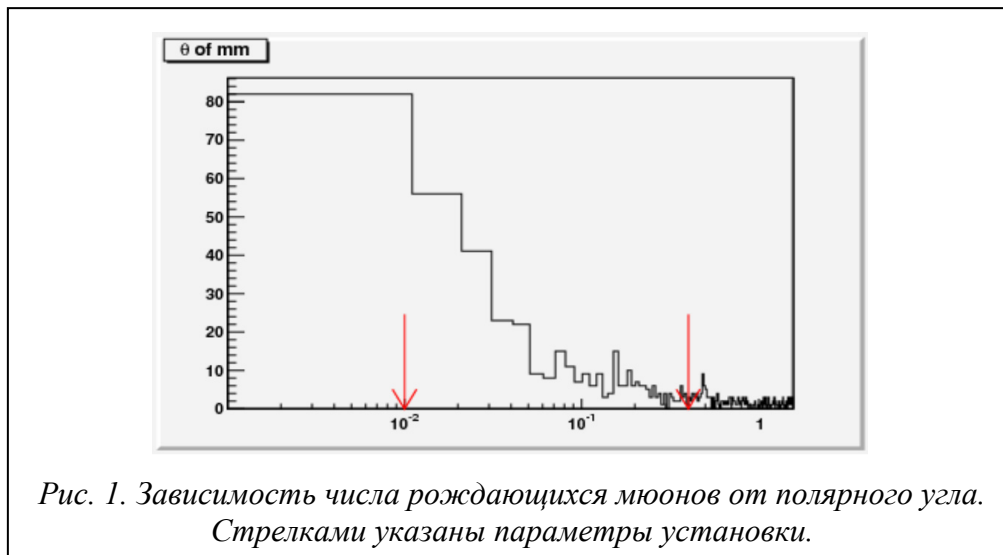
Целью данной работы было оценить светимость, которую необходимо набрать эксперименту LHCb для того, чтобы достичь чувствительности к данному распаду на уровне $\sim 10^{-7}$.

Для наших целей мы воспользовались средой анализа ROOT и C++ вариантом широко используемого в физике высоких энергий генератора Монте-Карло (МК) событий Pythia 8.125 [4]. В список распадов МК генератора был добавлен новый распад $D^0 \rightarrow \mu\mu$, а все остальные каналы распада D^0 -мезона "выключены". Затем проводилось МК моделирование событий неупругого протон-протонного взаимодействия в диапазоне энергий \sqrt{s} от 1 до 14 ТэВ.

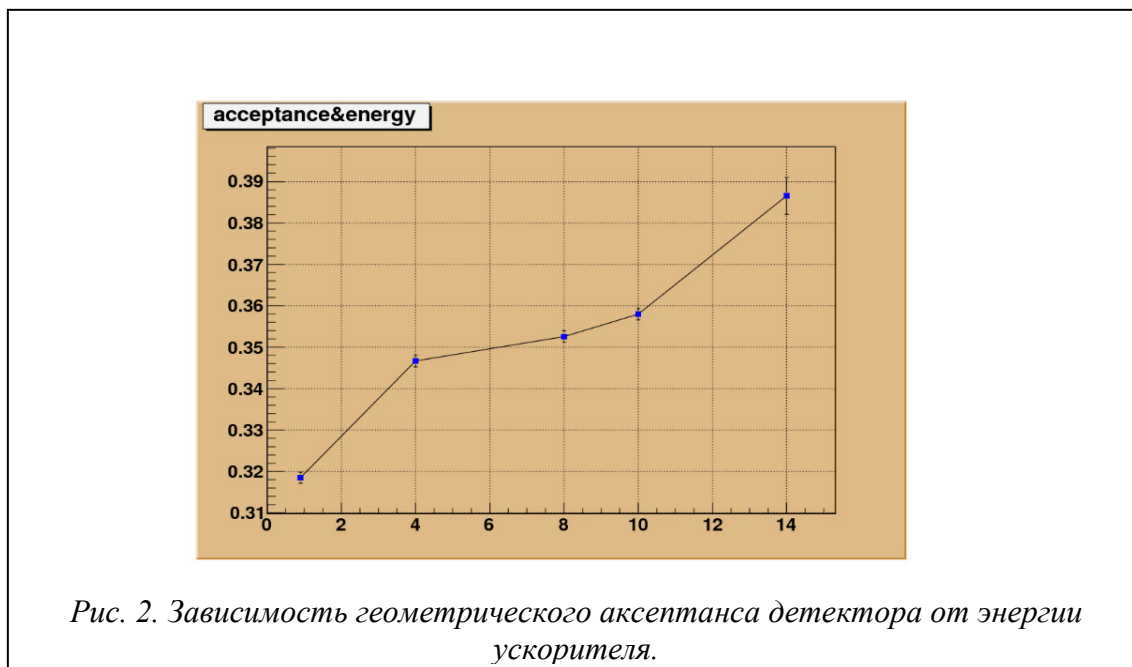
Используя смоделированные события нами были изучены кинематические и угловые распределения образующихся D^0 -мезонов и мюонов от распада D^0 . А исходя из параметров установки LHCb был посчитан геометрический аксептанс

установки, который затем был использован для получения оценки требуемой светимости на генераторном уровне.

Угловое распределение мюонов в зависимости от полярного угла θ при $\sqrt{s} = 14$ ТэВ представлено на рис. 1. Область геометрического акцептанса установки составляет $10 < \theta < 400$ мрад для положительных импульсов P_z и указана стрелочками.



Из графика видно, что большая часть мюонов теряется внутри трубы пучкопровода, а детектируется только $\sim 40\%$. Не безынтересна также зависимость геометрического акцептанса детектора от энергии взаимодействия, показанная на рис. 2.



Из графика видим, что акцептанс монотонно растет с увеличением энергии, поэтому наилучшее значение ожидается при максимальной проектной энергии

ЛНС. Для дальнейших оценок будем использовать геометрический аксептанс $\epsilon_{\text{geom}} \approx 40\%$.

Положим целью вычисление необходимой светимости для получения чувствительности к относительной вероятности распада на уровне $\sim 10^{-7}$, а также количества соответствующих событий неупругого протон-протонного взаимодействия. Будем опираться на значения сечений, взятые из предсказаний стандартного пакета программ МК моделирования ЛНСб, использующего Pythia6.4. Ожидаемое полное сечение протон-протонного взаимодействия при энергии 14 ТэВ составляет $\sigma_{\text{total}} = 102 \text{ мбн}$, а инклюзивное сечение рождения нейтрального D-мезона $\sigma_{\text{inclusive}}(D^0) = 2.8 \text{ мбн}$.

Число образующихся D^0 -мезонов есть произведение инклюзивного сечения рождения D^0 на интегральную светимость L :

$$N(D^0) = \sigma_{\text{inclusive}}(D^0) * L.$$

Предполагая нулевой фон и учитывая только геометрический аксептанс, число сигнальных распадов D^0 попавших в пределы аксептанса:

$$N_{\text{accepted}} = \epsilon_{\text{geom}} * \text{Br}(D^0 \rightarrow \mu\mu) * \sigma_{\text{inclusive}}(D^0) * L.$$

Из чего следует, что при $\text{Br} \sim 10^{-7}$, светимость, необходимая для попадания в среднем одного события димюонного распада D^0 в аксептанс установки равна $L \approx 0.9 * 10^7 \text{ мбн}^{-1} \approx 10 \text{ нбн}^{-1}$.

Это отвечает $N_{\text{total}} = L * \sigma_{\text{total}} \approx 10^9$ событий pp взаимодействия. Отметим, что при наборе данных с минимальным отбором (*minimum-bias*) реальное количество событий, отвечающих данной светимости, будет меньше в силу того, что экспериментальная установка из-за геометрических ограничений чувствительна лишь к доле полного сечения.

Во второй части нашего анализа попытаемся принять во внимание реалистичную эффективность реконструкции и извлечения сигнала.

Реакция $D^0 \rightarrow \mu\mu$ аналогична реакциям распада $D^0 \rightarrow K\pi$ ($\text{Br} \sim 3.8\%$), $D^0 \rightarrow \pi\pi$ ($\text{Br} \sim 0.1\%$) с точки зрения кинематики и разделения первичной вершины протон-протонного взаимодействия и вторичной вершины распада D^0 . Поэтому можем предположить, что за исключением мюонной идентификации, реалистичные критерии отбора применимые для выделения этих распадов D^0 будут аналогичны. Реакция $D^0 \rightarrow K\pi$ имеет наибольшую вероятность, и соответствующий сигнал может быть без труда выделен и проанализирован в МК событиях неупругих протон-протонных взаимодействий.

Для отбора кандидатов распада $D^0 \rightarrow K\pi$ нами были использованы треки, удовлетворяющие минимальным требованиям к каонной и пионной идентификации, а также к качеству трека. К этим трекам применялись следующие критерии отбора: хи-квадрат трека на степень свободы $\chi^2_{\text{track}}/\text{NDF} < 10$, поперечный импульс трека $P_T > 250 \text{ МэВ}$, импульс трека $P > 2 \text{ ГэВ}$, χ^2 расстояния от трека до первичной вершины (импакт-параметр) $IP_{\text{track}} > 4$. Полученные пары пионных и каонных треков объединялись в вершину, к которой затем применялись следующие ограничения: величина χ^2 вершины D^0 ,

$\chi^2_{\text{vertex}} < 2$, косинус угла δ между направлением импульса D^0 и направлением между первичной и вторичной вершинами, $\cos(\delta) > 0.999$, $\chi^2_{\text{distance}} > 5$. Также накладывалось ограничение на суммарный поперечный импульс пары треков, $p_T(D^0) > 1$ ГэВ.

Для анализа мы воспользовались образцом МК событий протон-протонного взаимодействия при энергии 14 ТэВ полученным при помощи стандартного LHCb МК-моделирования, включающего полное GEANT-моделирование отклика установки и реконструкцию. После применения описанных выше критериев отбора к 10 миллионам событий, было получено распределение инвариантной массы D^0 , показанное на рис. 3. Для оценки выделенного числа распадов $N(D^0 \rightarrow K\pi)$ полученная гистограмма была отфитирована суммой кривой гаусса для описания сигнала и линейной функции в качестве параметризации фона.

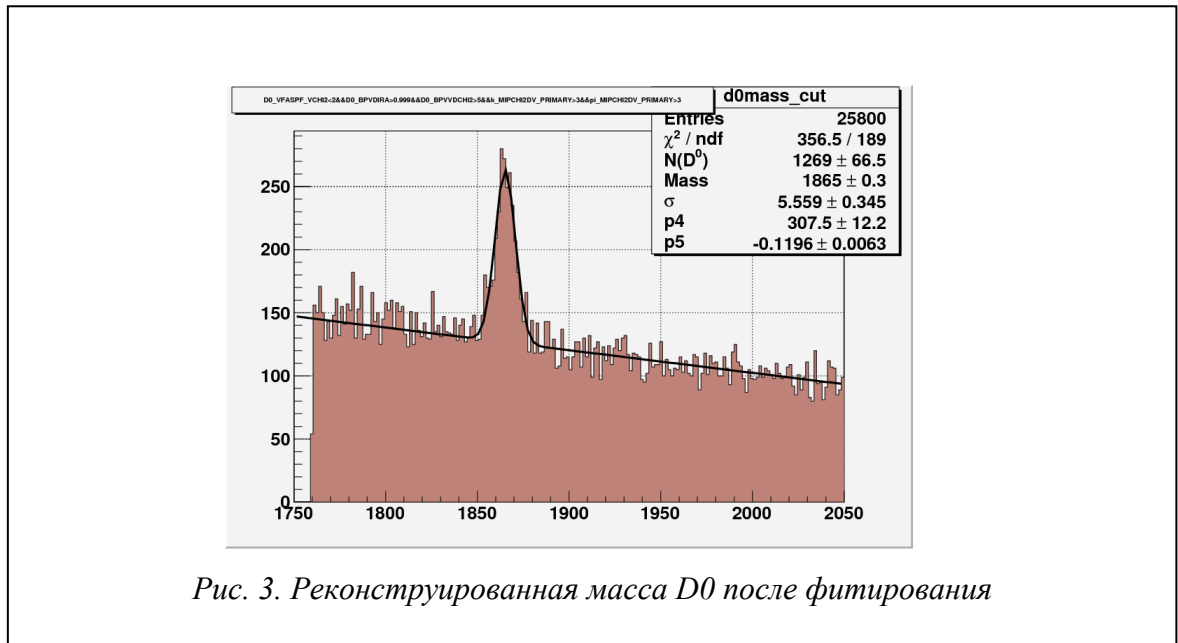


Рис. 3. Реконструированная масса D^0 после фитирования

Число событий D^0 определенное из фита: $N(D^0 \rightarrow K\pi) = 1270 \pm 70$, разрешение $\sigma \sim 5.6$ МэВ, отношение сигнал/шум ~ 0.6 .

Оценим реалистичную эффективность реконструкции ε . Светимость, отвечающая использованному образцу МК данных ($N_{\text{МК}} = 10^7$ событий): $L_{\text{МК}} = N_{\text{МК}} / \sigma_{\text{total}} \approx 10^5 \text{ мбн}^{-1}$. Полное число распадов сгенерированных в МК образце:

$N_{\text{gen}}(D^0 \rightarrow K\pi) = \text{Br}(D^0 \rightarrow K\pi) * \sigma_{\text{inclusive}}(D^0) * L_{\text{МК}} = 3.8 * 10^{-2} * 2.8 * 10^5 = 10.6 * 10^3 \sim 10^4$.
Окончательно, оценка реалистичного акцептанса:

$$\varepsilon(D^0 \rightarrow K\pi) = N_{\text{rec}}(D^0 \rightarrow K\pi) / N_{\text{gen}}(D^0 \rightarrow K\pi) = (1270 \pm 70) / 10^4 = 0.127 \pm 0.007.$$

То есть $\varepsilon \sim 13\%$ вместо чисто геометрического акцептанса $\sim 40\%$. Это означает что даже предполагая отсутствие фона и 100% мюонную идентификацию нам

понадобится примерно в 3 раза большая светимость $L \sim 30 \text{nb}^{-1}$, и, соответственно, $N_{\text{events}} \sim 3 \cdot 10^9$ событий с минимальным отбором. Заметим, что столь большой объем данных составляет значительную долю от полного числа событий, которое эксперимент LHCb планирует набирать за год ($\sim 2 \cdot 10^{10}$ событий [5]).

На основании приведенных оценок представляется разумным предположить, что для поиска событий $D^0 \rightarrow \mu\mu$ скорее всего будет недостаточно анализировать данные с минимальным отбором, и для решения задачи следует использовать специализированный канал триггера, настроенный на выделение данного распада.

1. S.L. Glashow, J. Iliopoulos, L. Maiani, Phys. Rev. D 2 (1970) 1285.
2. G. Burdman et al., Phys. Rev. D 66 (2002) 014009.
3. B. Aubert et al., (BaBar Collaboration), Phys. Rev. Lett. 93 (2004) 191801.
4. T.S., S. Mrenna and P. Skands, Comput. Phys. Comm. 178 (2008) 852 [arXiv:0710.3820].
5. R. Antunes Nobrega et al., LHCb Computing TDR 11, CERN-LHCC-2005-019.