



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ  
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ИФВЭ 2007-2  
ОНФ

Ф.Ф. Тихонин\*

**ВСТРЕЧНЫЕ  $\mu^+\mu^-$ -ПУЧКИ:  
КОНЦЕПЦИЯ И ФИЗИЧЕСКИЙ ПОТЕНЦИАЛ**

Направлено в ЯФ

---

\* E-mail: feodor.tikhonin@ihep.ru

Протвино 2007

**Аннотация**

Тихонин Ф.Ф. Встречные  $\mu^+\mu^-$ -пучки: концепция и физический потенциал: Препринт ИФВЭ 2007-2. – Протвино, 2007. – 6 с., библиогр.: 10.

Описаны существенные преимущества мюонных коллайдеров перед другими типами ускорителей. Обсуждаются наиболее отличительные черты их физического потенциала.

**Abstract**

Tikhonin F.F. Colliding  $\mu^+\mu^-$ -Beams: Conception and the Physics Potential : IHEP Preprint 2007-2. – Protvino, 2007. – p. 6, refs.: 10.

Essential advantages of muon colliders in comparison to the other accelerators types are described. The most distinctive features of their physics potential are discussed.

## Введение

Впервые идея встречных  $\mu$ -мезонных пучков вместе с некоторой физической программой обсуждалась в 1968 г. в работе [1], а затем в работах [2, 3, 4]. Эти коллайдеры свободны от основного тяжкого недуга циклических ускорителей электронов (позитронов) — синхротронного излучения, на компенсацию которого тратится основная доля энергии. Так, на Женевском ускорителе с окружностью в 27 км удаётся достичь лишь энергии порядка сотни ГэВ на пучок. В настоящее время конкретные технические проекты мюонных ускорителей и программы возможных исследований на них интенсивно обсуждаются. Особенно привлекательной представляется возможность построения “фабрики бозонов Хиггса” по аналогии с “фабрикой Z-бозонов”(CERN, LEP1), давшей исследователям исключительно ценную информацию.

Далее мы перечислим самые существенные и во многих отношениях недостижимые на других установках возможности мюонных коллайдеров.

- Практически отсутствует *beamstrahlung*. Суть этого явления состоит в следующем. При столкновении пучков лептоны из одного сгустка ускоряются в электромагнитном поле встречного, испуская при этом  $\gamma$ -кванты (*beamstrahlung*). Интенсивность и спектр этого излучения зависят от параметров машины. Известно, что в линейных  $e^-e^+$ -коллайдерах *beamstrahlung* может быть даже интенсивнее тормозного излучения (*bremsstrahlung*). Выражения для спектров пучкового излучения громоздки (см., например, работу [5]), но можно заметить, что его интенсивность обратно пропорциональна третьей степени масс частиц в пучке. Таким образом, в мюонных коллайдерах (по сравнению с  $e^+e^-$ ) оно подавлено множителем  $\frac{m_e^3}{m_\mu^3} \cong 10^{-7}$ , что и оправдывает первую фразу данного пункта. Как сказано выше, подавлено также и синхротронное излучение. Эти подавления обеспечивают минимальные потери энергии и минимальный разброс пучка, что значительно увеличивает светимость.
- Мюонные коллайдеры имеют преимущества и перед протонными, поскольку эффективная энергия столкновения точечных частиц примерно в 10 раз больше.
- Упомянутые выше “фабрики бозонов Хиггса” позволят с беспрецедентной точностью измерять массы этих, пока гипотетических, частиц. В частности, особенно важно это для суперсимметричных схем, например для тяжелых MSSM бозонов H и A,

которые могут иметь очень близкие массы. В Стандартной Модели (СМ) хиггсы с массой, превышающей суммарную массу двух  $W$ -бозонов, не дают острых пиков в  $s$ -канале, а в случае реализации суперсимметричной или другой более сложной схемы, это явление, вообще говоря, не обязательно.

- Значительно удешевляются работы по сооружению такого рода машин. Например, если для  $\mu^+\mu^-$ -коллайдера на  $\sqrt{s} \cong 4$  ТэВ требуются кольца окружностью  $\cong 6$  км, то электронный линейник с такой же энергией должен иметь протяжённость  $\cong 50$  км.
- Измерение (g-2)-мюонов позволит определять энергии их пучков с весьма высокой точностью.
- Проекты мюонных коллайдеров предоставляют уникальную возможность создания “фабрик нейтрино”, необходимых для исследования осцилляций на дальних расстояниях и томографии земных недр. Интересно отметить, что радиационный фон от пучка нейтрино здесь может превысить опустимый в США стандартный уровень.

Что касается рассмотрения физических программ мюонных коллайдеров, то, конечно, центральное место здесь принадлежит резонансному  $s$ -канальному рождению бозонов Хиггса (уже упоминаемая “фабрика бозонов Хиггса”). Здесь, однако, могут встретиться определенные трудности:

- (a) Процесс  $\mu^+\mu^- \rightarrow b\bar{b}$  требует пучки чрезвычайно высокой степени разрешения по энергии, а именно порядка  $R \cong 0.01\%$  или выше. Несмотря на исключительные возможности  $\mu^+\mu^-$  коллайдеров в этой области, такие точности могут оказаться недостижимыми даже для них.
- (b) Масса бозона Хиггса должна быть хотя бы приблизительно известна из других источников, например из поисков на ЛНС. Здесь также могут возникнуть свои проблемы. Точность измерения на ЛНС предполагается порядка  $\cong 1\% \cdot m_H$  в моде  $\gamma\gamma$ . Для  $m_H \cong 200 - 300$  ГэВ ошибка в определении массы хиггс-бозона ожидается в районе  $\delta m_H \cong 2 - 3$  ГэВ, и поэтому придется сканировать довольно обширную область.
- (c) Для прецизионных измерений требуется весьма высокая светимость  $\mathcal{L}$  на всем промежутке сканирования.

Несомненно, что представляется желательным найти такие процессы, которые не разделяли бы вышеуказанных недостатков, либо страдали ими в меньшей степени.

Одним из таких процессов является реакция  $\mu^+\mu^- \rightarrow H^0\gamma$ . В  $e^+e^-$ -столкновениях вклад древесных диаграмм в процесс ничтожно мал по сравнению с вкладом диаграмм более высокого порядка с тяжелыми частицами в петлях. В случае  $\mu^+\mu^-$ -столкновений вклад диаграмм низшего порядка сравним с вкладом петлевых диаграмм благодаря существенно большей массе  $\mu$ -мезона по сравнению с массой электрона.

Не менее, а может быть и более интересен и родственный процесс  $\mu^+\mu^- \rightarrow ZH^0$ . В отличие от случая обсуждавшейся выше реакции сечение этого процесса в  $e^+e^-$ -столкновениях велико благодаря  $s$ -канальной диаграмме. Вклад двух других,  $t$ - и  $u$ -канальных диаграмм, описывающих процесс для случая электрон-позитронных коллайдеров, ничтожно мал. В случае же  $\mu^+\mu^-$ -столкновений их вклад конечен; более того,

только с их учетом возможно получить правильное асимптотическое поведение поперечного сечения при учете масс сталкивающихся частиц. Это явление отражает одно из фундаментальных свойства теории электрослабых взаимодействий.

## 1. Рождение пары $H^0\gamma$ в СМ

В СМ дифференциальное сечение процесса

$$\mu^-(p_1) + \mu^+(p_2) \rightarrow H^0(q) + \gamma(k) \quad (1)$$

имеет следующий вид:

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta} = \frac{\pi\alpha^2(s^2 + M_H^4)}{2\sin^2\theta_{\mathcal{E}\mathcal{W}}(1 - \cos^2\theta)s^2(s - M_H^2)} \left(\frac{m_\mu^2}{M_W^2}\right), \quad (2)$$

где  $\theta$  — угол между 3-импульсами  $\mathbf{p}_1$  и  $\mathbf{k}$ ;  $1 - |\cos\theta| \gg \frac{m_\mu^2}{M_H^2}$ ;  $\theta_{\mathcal{E}\mathcal{W}}$  — угол электрослабого смешивания; остальные обозначения очевидны.

Резкая зависимость сечения от энергии фотона  $\omega = (s - M_H^2)/(2\sqrt{s})$  делает весьма желательным вычисления радиационных поправок к процессу (1). Эти вычисления были проделаны в работе [6]. Полученные аналитические выражения весьма громоздки (см. указанную работу), но в них заметна одна особенность — они сглаживают сингулярность по  $s$  в окрестности  $M_H^2$  в выражении (2). В данной области сечение весьма велико. Если же экспериментальные условия будут таковы, что надо будет рассматривать область  $\sqrt{s} \gg M_H$  (при предположительно не слишком массивном хиггсе), то в этом случае для полного асимптотического сечения получаем:

$$\sigma_{as}^{tot}(\mu^+\mu^- \rightarrow H^0\gamma) = \frac{\pi\alpha^2}{2\sin^2\theta_{\mathcal{E}\mathcal{W}}} \frac{m_\mu^2}{M_W^2} \frac{1}{s} \ln\left(\frac{s}{m_\mu^2}\right). \quad (3)$$

При годовой интегральной светимости  $\mathcal{L} \cong 10^3 \text{fb}^{-1}$ , планируемой на будущих  $\mu^+\mu^-$ -коллайдерах, можно ожидать от 20 до 30  $H^0\gamma$  событий в предположении эффективности детектора равной единице и  $4\pi$ -геометрии. Сигнал, состоящий главным образом из фотона и пары  $b\bar{b}$  в области низких значений массы Хиггса или пар  $WW/ZZ$  для массы хиггса большей, чем  $\cong 200$  ГэВ, достаточно чист. Ожидаемый фон довольно мал, поскольку фотон должен быть высокоэнергетичным, а инвариантная масса пар  $b\bar{b}$  или  $WW/ZZ$  будет иметь пик при значении массы  $M_H$ . Следовательно, несмотря на низкий уровень регистрации, ясный сигнал дает хорошую возможность наблюдать эти события.

## 2. Рождение пар $H^0Z$ в СМ

Другим интересным процессом для исследования фундаментального скаляра Хиггса является процесс  $\mu^+\mu^- \rightarrow ZH^0$ . На первый взгляд, он подобен процессу, рассмотренному в предыдущем пункте, но, однако, обладает дополнительными, очень интересными, особенностями. Это так называемый процесс Бьёркена [7]. Механизм рождения хиггса заключается в испускании его  $s$ -канальным  $Z$  бозоном (константа связи пропорциональна  $M_Z$ ), при этом пренебрегалось диаграммами ( $t$ - и  $u$ -канальными), в которых хиггс испускался бы начальными лептонами (рассматривались  $e^+e^-$ -столкновения). Мы повторим

эти вычисления (для начала учитывая лишь  $s$ -канал), но массами начальных мюонов пренебрегать не будем и в полученном сечении перейдём к высокоэнергетическому пределу,  $\sqrt{s} \rightarrow \infty$ . В результате получим

$$\sigma_{as}^{(tot)}(\mu^+\mu^- \rightarrow ZH^0)|_{m_\mu \neq 0} = \frac{2\pi \alpha^2 g_A^2 m_\mu^2}{\sin^4(2\theta_{EW}) m_Z^4}, \quad (4)$$

где  $g_A$  — аксиальная константа слабого нейтрального тока.

Численное значение полученного выражения равно  $\cong 1.19 \cdot 10^{-2} fb$ . Если теперь посмотреть на **угловое распределение**, то мы увидим, что оно **плоское**. Как известно, это однозначно указывает на то, что процесс происходит в  $s$ -волне. Это противоречит условию унитарности, которое требует, чтобы при высоких энергиях поведение сечения было следующим:

$$\sigma_{J=0} \leq \frac{1}{s},$$

$J$  — угловой момент рассеяния. Проблема снимается учетом вкладов  $t$ - и  $u$ -диаграмм, т.е. диаграмм, в которых  $H^0$ -бозон испускается начальными  $\mu^+$ - и  $\mu^-$ -мезонами. А именно, если вычислить суммарный вклад в сечение этих двух диаграмм, мы снова получим ту же величину, которую получили от вклада  $s$ -канальной, т.е. снова  $\cong 1.19 \cdot 10^{-2} fb$ . Наконец, интерференционный член между суммой  $t$ - и  $u$ -каналов, с одной стороны, и  $s$ -каналом — с другой, даёт величину  $\cong -2.38 \cdot 10^{-2} fb$  и, таким образом, противоречие с условием унитарности снимается.

Данное наблюдение можно рассматривать как необходимое условие существования фундаментального скаляра. Разумеется, при высоких энергиях ( $\sqrt{s} \gg m_\mu$ ) можно безболезненно пренебрегать массами начальных пучков, но при энергиях, сравнимых с ними, их необходимо учитывать, как мы только что видели. Разумеется, и для всех других процессов на встречных  $\mu^+\mu^-$ -пучках, например таких, как  $\mu^+\mu^- \rightarrow W^+W^-$  или  $\mu^+\mu^- \rightarrow ZZ$ , следует в процесс вычислений включать диаграммы с  $H$ -бозонным обменом. В последних случаях двух названных реакций это будут диаграммы с бозоном Хиггса в  $s$ -канале.

В случае рассматриваемого процесса в **пренебрежении**  $m_\mu$  асимптотическое поведение полного сечения имеет следующий вид:

$$\sigma_{as}^{tot}(\mu^+\mu^- \rightarrow H^0Z)|_{m_\mu=0} = \frac{1}{3} \cdot \frac{\pi\alpha^2}{\sin^4(2\theta_{EW})} \cdot (g_V^2 + g_A^2) \cdot \frac{1}{s}. \quad (5)$$

При годовой интегральной светимости  $\mathcal{L} \cong 10^3 \text{pb}^{-1}$ , ожидаемой на будущих  $\mu^+\mu^-$ -коллайдерах можно набрать достаточное число пар  $H^0Z$  для их подробного исследования (эффективность детектора предполагается равной 1, и его геометрия —  $4\pi$ ). Сигнал, состоящий главным образом из продуктов распада  $Z$ -бозона и  $b\bar{b}$  в низкой области масс Хиггса или  $WW/ZZ$ -пар для массы Хиггса большей, чем  $\cong 200$  ГэВ, достаточно чист. Фон ожидается довольно малым, поскольку  $Z$ -бозон должен быть очень энергичным, и инвариантные массы пар  $b\bar{b}$  или  $WW/ZZ$  будут иметь пики при значениях массы Хиггса  $M_H$ . Сечение в данном случае значительно выше, чем сечение процесса  $\mu^+\mu^- \rightarrow H^0\gamma$  (если этот последний исследуется не в окрестности  $\sqrt{s} \cong M_H$ ), и несмотря на несколько более сложную сигнатуру событий, дает возможность наблюдать эти события в достаточном количестве.

## Заключение

В работе было исследовано поперечное сечение рождения фундаментальных скаляров Хиггса СМ в совокупности с фотоном и  $Z$ -бозоном в  $\mu^+\mu^-$ -столкновениях в низшем порядке теории возмущений. Представлено полное и компактное аналитическое выражение для сечения процесса  $\mu^+\mu^- \rightarrow H^0\gamma$ . Это выражение пригодно также для сечений процессов, в которых  $H^0$  заменяется на любую частицу, взаимодействующую с лептонами аналогичным образом, т.е. с константой связи, пропорциональной массе фермиона. Одним из кандидатов на такое поведение может служить массивный аксион [8]. Отмечены интересные особенности этого выражения.

Для процесса  $\mu^+\mu^- \rightarrow H^0Z$  представлены аналитически только асимптотические выражения для полного сечения в двух случаях: 1)  $m_\mu \neq 0$  и 2)  $m_\mu = 0$  (формулы (4) и (5) соответственно). Здесь продемонстрированы эффекты, связанные с влиянием хиггсовского механизма нарушения симметрии на сечения процессов с неравными нулю массами.

Даны оценки величин сечений для энергий, планируемых в  $\mu^+\mu^-$ -столкновениях. Сечения, в общем, малы, но их сигналы довольно чисты. При интегральной годовой светимости  $\mathcal{L} \cong 1000 \text{ fb}^{-1}$ , ожидаемой на будущих  $\mu^+\mu^-$ -коллайдерах, возможно изучение этих сигналов, несмотря на их низкий уровень регистрации.

Параллельно с пороговым  $s$ -канальным рождением бозона Хиггса процессы  $\mu^+\mu^- \rightarrow H^0\gamma$  и  $\mu^+\mu^- \rightarrow H^0Z$  могут быть использованы как для поисков, так и для изучения уже обнаруженных бозонов Хиггса.

В то же время, если масса бозона Хиггса окажется бóльшей, чем суммарная масса двух  $W$ -бозонов,  $m_H \geq 2m_W$ , то существование “фабрики бозонов Хиггса” становится невозможным. В работе предлагается процесс  $\mu^+\mu^- \rightarrow H^0\gamma$ , в определенной степени исправляющий ситуацию. Более того, этот процесс обязан как древесным диаграммам, так и петлевым с обменом тяжелыми частицами. В первом случае он позволяет изучение вершины  $\mu\bar{\mu}H$ , а во втором — вершины  $t\bar{t}H$ . Коллинеарная расходимость при  $\sqrt{s} \sim m_H$  устраняется учетом радиационных поправок.

Чрезвычайно интересен родственный процесс  $\mu^+\mu^- \rightarrow H^0Z$ , демонстрирующий наиболее глубокие свойства современной теории электрослабых взаимодействий.

Ввиду огромной интенсивности мюонных пучков на установках подобного типа также возможно создание “нейтринной фабрики”, позволяющей проводить доселе недоступные уникальные исследования.

Вышеуказанные особенности мюонных коллайдеров отличают их в выгодную сторону от электронных, но, разумеется, все возможности последних автоматически наследуются встречными  $\mu^+\mu^-$ -пучками. Разница (опять же положительная) состоит лишь в том, что на мюонных коллайдерах достижимы энергии до нескольких ТэВ, в то время как на линейных встречных электрон-позитронных пучках разумные достижимые энергии составляют

1 ÷ 2 ТэВ.

В заключение отметим, что интерес к мюонным коллайдерам огромен, о чем, в частности, свидетельствуют доклады академика А. Скринского и Д. Каплана на Международной (Рочестерской) конференции по физике высоких энергий в Москве в 2006 году (ICHEP'06) [9, 10].

## Список литературы

- [1] Ф.Ф.Тихонин. К эффектам на встречных  $\mu$  мезонных пучках. Препринт ОИЯИ Р2-4120. Дубна, 1968.
- [2] Г.И.Будкер. "Ускорители и встречные пучки". – Труды VII Международной конференции по высокоэнергетическим ускорителям заряженных частиц (Ереван, 1969). Ереван 1970, т.1, с. 33; Труды Международной конференции по физике высоких энергий (Киев, 1970). Дубна 1970, с.1017.
- [3] А.Н.Скринский, В.В.Пархомчук. ЯФ, **12**, 3 (1981).
- [4] D.Neuffer. *Particle Accelerators*. **14**, 75 (1983).
- [5] P.Chen P, T.L. Barklow and M.E.Peskin. *Phys. Rev.*, **D49** 3209 (1994).
- [6] А.Б.Арбузов, Е.А.Кураев, Ф.Ф.Тихонин, Б.Г. Шайхатденов. ЯФ, **62**, 1477 (1999), e-Print Archive: hep-ph/9803474.
- [7] J. D. Bjorken. In Proceedings of the 1976 SLAC Summer Institute on Particle Physics, ed. M. Zopf (SLAC Report No. 198, 1976) p. 22.
- [8] В.А.Рубаков. Препринт ИЯФ-97-231, Письма в ЖЭТФ, **65**, 621 (1997), e-Print Archive: hep-ph/9703409.
- [9] A.N.Skrinsky. Talk given at ICHEP'06, Moscow, 2006.
- [10] D.M.Kaplan. Talk given at ICHEP'06, Moscow, 2006.

*Рукопись поступила 30 января 2007.*



Ф.Ф.Тихонин.

Встречные  $\mu^+\mu^-$ -пучки: концепция и физический потенциал.

Оригинал-макет подготовлен с помощью системы **ИТ<sub>Р</sub>Х**.

Редактор Н.В.Ежела

---

Подписано к печати 2.02.2007. Формат 60 × 84/8.  
Офсетная печать. Печ.л. 0,85. Уч.-изд.л. 0,7. Тираж 80. Заказ .  
Индекс 3649. ЛР т020498 17.04.97.

---

ГНЦ РФ Институт физики высоких энергий  
142284, Протвино Московской обл.

