

## КОНЦЕПЦИЯ ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННОГО КОЛЛАЙДЕРА ДЛЯ РОЖДЕНИЯ И ИССЛЕДОВАНИЯ СВЯЗАННОГО СОСТОЯНИЯ ( $\mu^+\mu^-$ )

*А. В. Богомяков, В. П. Дружинин, Е. Б. Левичев,  
А. И. Мильштейн, С. В. Синяткин*<sup>1</sup>

Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия

Рассматривается возможность рождения и исследования атомов димюония ( $\mu^+\mu^-$ ), до сих пор не наблюдавшихся, с помощью встречных  $e^+e^-$ -пучков сравнительно низкой энергии. Обсуждаются возможные схемы реализации коллайдера, изучаются процессы, влияющие на эффективность его работы, приводятся оценки параметров установки. На коллайдере будет возможно также проведение экспериментов с высокой светимостью в области рождения  $\pi^\pm$ - и  $\eta$ -мезонов.

The paper discusses a low energy  $e^+e^-$  collider for production of the ( $\mu^+\mu^-$ ) bound system (dimuonium) which has not yet been observed. We use large crossing angle for  $e^+e^-$  beams intersection; therefore, dimuonium carries non-zero momentum and its decay point is shifted from the beam collision area providing effective suppression of the elastic  $e^+e^-$  scattering background. Discussion of the experiment constraints defines subsequent collider specifications. We show preliminary layout of the accelerator and obtained main parameters. Chosen beam energy range and high luminosity also allow to study  $\pi^\pm$  and  $\eta$  mesons.

PACS: 29.20.db; 13.66.De; 14.60.Ef

### ВВЕДЕНИЕ

Лептонный атом ( $\mu^+\mu^-$ )<sup>2</sup> рассматривается как объект, который, возможно, прольет свет на причину расхождения экспериментов и теории в мюонном секторе, включая измерение аномального магнитного момента мюона, зарядового радиуса протона в мюонном водороде и др. Даже если этого и не произойдет, открытие ранее не наблюдавшегося связанного состояния и его исследование представляется важной и интересной научной задачей. Димюоний является лептонным атомом, поэтому его спектроскопия и прецизионное измерение времени жизни представляют особый интерес для проверки предсказаний квантовой электродинамики. Из-за большой приведенной массы в таких тестах ( $\mu^+\mu^-$ ) более чувствителен к новым явлениям, чем другие экзотические атомы.

---

<sup>1</sup>E-mail: S.V.Sinyatkin@npi.nsk.ru

<sup>2</sup>Используются названия «димюоний», «бимюоний», «истинный мюоний» (true muonium).

Ранее предлагались различные способы рождения димюония, в том числе с помощью встречных электрон-позитронных пучков. Этот метод рождения ( $\mu^+\mu^-$ ) имеет ряд преимуществ, связанных с отсутствием адронных событий, которые пришлось бы учитывать в процессе реконструкции при других способах рождения ( $\mu^+\mu^-$ ). Здесь мы обсуждаем возможность создания  $e^+e^-$ -коллайдера со сравнительно низкой энергией пучков,  $E_b \approx 400$  МэВ, что обеспечит малые размеры установки и, следовательно, дешевизну ее изготовления и эксплуатации. Отличительной чертой коллайдера является пересечение пучков под большим углом, как это предложено в [3]. В этом случае димюоний рождается с ненулевым импульсом, что позволяет атому отлететь достаточно далеко от точки рождения, в результате чего фон от упругого рассеяния  $e^+e^-$  оказывается сильно подавленным. Энергия пучков и конфигурация мест встречи коллайдера дают возможность исследовать также процессы  $e^+e^- \rightarrow$  пионы и  $e^+e^- \rightarrow \eta, \eta'$ , что существенно расширяет научную программу предлагаемой установки. Более подробное обсуждение проекта можно найти в [2].

### 1. ДИМЮОНИЙ

Кратко перечислим основные свойства димюония (для подробностей см., например, [3] и ссылки там). ( $\mu^+\mu^-$ ) — водородоподобный атом, состоящий из мюона и антимюона. В первом приближении спектр димюония напоминает спектр позитрония с учетом разницы масс. Однако в то время как позитроний не может распасться на  $e^+e^-$ , димюоний может, что делает вероятность его рождения и спектр более чувствительными ко вкладу поляризации вакуума за счет виртуальных  $e^+e^-$ -пар. Схема уровней ( $\mu^+\mu^-$ ) приведена на рис. 1, а.

Боровский радиус димюония  $R_{\mu\mu} = 512$  фм (для позитрония  $R_{ee} = 0,106$  нм). В зависимости от величины суммарного спина мюона и антимюона различают парадимюоний (суммарный спин  $S = 0$ ) и ортодимюоний (суммарный спин  $S = 1$ ).

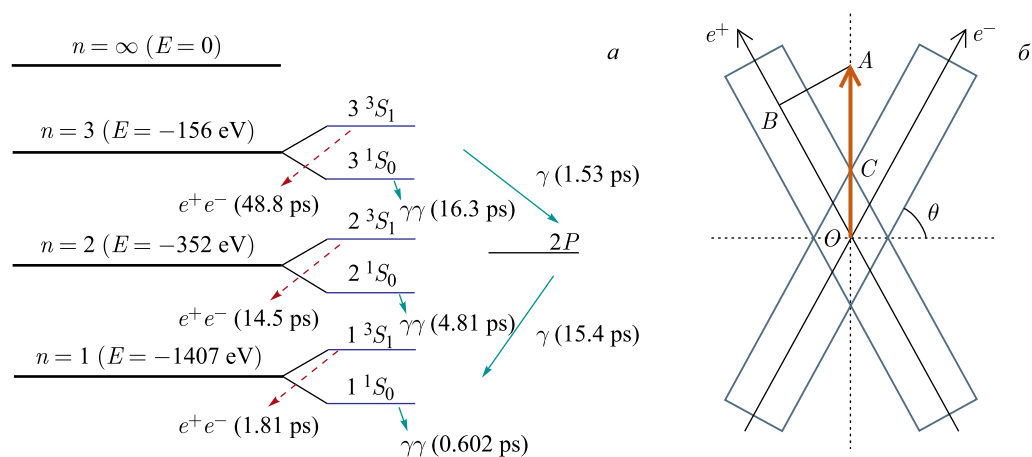


Рис. 1. а) Термы димюония из [2]. б) Схема пересечения под большим углом. Атомы димюония вылетают в направлении  $OA$

Резонансное (для энергии  $E_b = m_\mu - \Delta_{\mu\mu}/2$ , где  $m_\mu$  — масса мюона, а  $\Delta_{\mu\mu} \approx 1,41$  кэВ — энергия связи димюония в основном состоянии) сечение рождения димюония в электрон-позитронных столкновениях было получено в [1]:

$$\sigma_{\mu\mu n} = 3,3 \cdot 10^{-25} n^{-3} \text{ см}^{-2}. \quad (1)$$

## 2. ВСТРЕЧА ПУЧКОВ ПОД НЕНУЛЕВЫМ УГЛОМ

Для столкновения частиц с равными энергиями  $E_0$  под произвольным углом  $\theta$  (рис. 1, б) инвариантная масса равна [4]

$$M = \sqrt{2}E_0\sqrt{1 + \cos 2\theta} = 2E_0 \cos \theta. \quad (2)$$

Энергетический разброс инвариантной массы  $\sigma_M$  (для резонансов скорость полезных событий  $\dot{N} \propto L/\sigma_M$ , где  $L$  — светимость) равен

$$\sigma_M^2 = \langle M^2 \rangle_{x',y',\delta_1,\delta_2} - \langle M \rangle_{x',y',\delta_1,\delta_2}^2 = 2E_0^2 [(\sigma_\delta \cos \theta)^2 + (\sigma_{x'} \sin \theta)^2], \quad (3)$$

где  $\sigma_\delta = \sigma_E/E_0$  — относительный разброс энергий в пучке, а  $\sigma_{x'}$  — горизонтальный угловой разброс, который оказывается существенным при больших углах пересечения.

Пиковая светимость для коротких (hour glass-эффект не учитывается) пучков, пересекающихся под произвольным углом  $\theta$ , равна

$$L_0 = \frac{N_1 N_2}{4\pi\sigma_x^* \sigma_y^* \sqrt{1 + \phi^2}} f_0, \quad (4)$$

где  $N_{1,2}$  — число частиц в сгустке;  $f_0$  — частота обращения;  $\sigma_{x,y}^*$  — поперечные размеры пучков в точке пересечения (предполагаются одинаковыми), а  $\phi = \sigma_z^* \text{tg } \theta / \sigma_x^*$  — угол Пивинского ( $\sigma_z^*$  — продольный размер пучка). Если угол Пивинского большой,  $\phi \gg 1$ , то пиковая светимость

$$L_0 \approx \frac{N_1 N_2}{4\pi\sigma_y^* \sigma_z^* \text{tg } \theta} f_0 \quad (5)$$

не зависит от горизонтального размера пучка в точке встречи.

Простую оценку скорости рождения атомов димюония можно получить, воспользовавшись представлением сечения реакции в виде дельта-функции (поскольку энергия связи димюония 1,41 кэВ много меньше разброса энергий в пучке):

$$\sigma(x'_{1,2}, y'_{1,2}, \delta_{1,2}) = \Gamma_{\mu\mu} \sigma_{\mu\mu} \delta(M(x'_{1,2}, y'_{1,2}, \delta_{1,2}) - m_{\mu\mu}), \quad (6)$$

где  $M$  — инвариантная масса (2), а  $m_{\mu\mu}$ ,  $\Gamma_{\mu\mu} = 0,37 \cdot 10^{-6}$  кэВ и  $\sigma_{\mu\mu}$  — масса, лептонная ширина и пиковое сечение (1) димюония. Сворачивая сечение (6) с дифференциальной светимостью, учитывающей угловой и энергетический разбросы в пучках, получаем скорость рождения атомов димюония в максимуме сечения

$$\dot{N}_{\mu\mu} = \frac{L_0 \Gamma_{\mu\mu} \sigma_{\mu\mu}}{2\sqrt{\pi} M \sigma_M}. \quad (7)$$

При ненулевом угле встречи  $e^+$  и  $e^-$  полный импульс продуктов реакции не равен нулю,  $\vec{p} = \vec{p}_+ + \vec{p}_- \neq 0$ , так что димюоний будет двигаться по биссектрисе при равных энергиях пучков (рис. 1, б). При этом времени жизни димюония в покое  $\tau_{0\mu\mu} = \hbar/\Gamma_{\mu\mu}$  будет отвечать отлет от точки рождения на расстояние

$$l = c\tau_{0\mu\mu}\beta_{\mu\mu}\gamma_{\mu\mu} = c\tau_{0\mu\mu} \operatorname{tg} \theta = \frac{c\eta}{\Gamma_{\mu\mu}} \operatorname{tg} \theta. \quad (8)$$

### 3. ЭФФЕКТЫ ВСТРЕЧИ

Особенности эффектов встречи с ненулевым углом пересечения пучков рассматривались многими авторами (см., например, [5]). Отмечалось, что при большом угле поперечные эффекты встречи ослабляются, а продольные — акцентируются. По аналогии с поперечным параметром пространственного заряда можно ввести продольный как сдвиг частоты синхротронных колебаний частицы под действием поля встречного сгустка:

$$\xi_z = -\frac{Nr_e}{2\pi\gamma} \frac{\sigma_{z0}^* \operatorname{tg}^2 \theta}{\sigma_x^{*2} + \sigma_z^{*2} \operatorname{tg}^2 \theta} \frac{\alpha}{|\alpha|}, \quad (9)$$

где  $\sigma_{\delta 0}$  и  $\sigma_{z0}$  — относительный энергетический разброс и длина «сильного» сгустка (на который налетает тестовая частица); число частиц  $N$ ,  $\gamma$ ,  $\sigma_x$ ,  $\sigma_z$  относится к «сильному» сгустку, множитель  $\alpha/|\alpha|$  определяет знак коэффициента уплотнения орбиты. Если  $\theta$  не очень мал, то поперечные эффекты оказываются подавленными, однако продольные усиливаются, и сдвиг синхротронной частоты

$$\Delta\nu_s = \xi_z \approx -\frac{Nr_e}{2\pi\gamma} \frac{1}{\sigma_{\delta 0}\sigma_z^*} \frac{\alpha}{|\alpha|}, \quad (10)$$

где принято  $\sigma_{z0} = \sigma_z$ , может стать сравнимым с синхротронной частотой  $\nu_s$ , так что частица теряет фазовую устойчивость. Для подавления продольных эффектов встречи нужно либо увеличивать невозмущенную синхротронную частоту, либо уменьшать параметр пространственного заряда (10), так чтобы получить  $\xi_z \ll \nu_s/2$ . Последнее условие приводит к ограничению интенсивности сгустка, действующего на тестовую частицу:

$$N < \frac{2\pi R\gamma}{r_e} \frac{\alpha\sigma_\delta^2}{2}. \quad (11)$$

### 4. ВЫБОР ПАРАМЕТРОВ

Энергия  $\mu\mu$ -трона, угол пересечения пучков и размеры коллайдера определились путем компромисса. Немаловажным обстоятельством стало наличие в ИЯФ СО РАН инжекционного комплекса [6] с производительностью  $\sim (0,5-1) \cdot 10^{10} e^+/e^-/с$  в диапазоне энергий  $E_{inj} \approx 350-450$  МэВ. Набирая статистику на энергии инжекции (top up-инжекция), можно обеспечить среднюю светимость, близкую к максимальной. Основные спецификации коллайдера для рождения и изучения димюония выглядят следующим образом.

1) Угол пересечения  $75^\circ$  позволяет получать  $(\mu^+\mu^-)$  при энергии пучков  $E_b = 408$  МэВ ( $m_\mu = 105,7$  МэВ). Изменение угла на  $70^\circ$  (изменяя конфигурацию места встречи или используя корректирующие магниты) позволяет получать при этой энергии и  $\pi^+\pi^-$  ( $m_{\pi^\pm} = 139,6$  МэВ).

2) Угол встречи  $75^\circ$  обеспечивает отлет  $1^3S_1$   $(\mu^+\mu^-)$  на  $l = 2$  мм от точки рождения, что представляется вполне достаточным для регистрации аннигиляции атома в пару  $e^+e^-$ . Время жизни каждого следующего терма  $n$  (а следовательно, длина вылета) растет, согласно рис. 1, как  $n^3$ , однако так же падает и число рождающихся в единицу времени атомов.

3) Для обеспечения большого отношения «сигнал/фон» необходим малый горизонтальный размер пучка в месте встречи  $\sigma_x^* \ll c\tau_{0\mu\mu} = 0,54$  мм, и мы принимаем  $\sigma_x^* \leq 0,15$  мм.

4) Нужно уменьшать горизонтальный угловой разброс, который вносит существенный вклад в разброс инвариантной массы. Этот и предыдущий пункты требуют малости горизонтального эмиттанса.

5) Продольные эффекты встречи ограничивают число частиц согласно (11), и мы приняли  $N_0 \leq 3,5 \cdot 10^{10} e^+/e^-$ . Так как необходим многосгустковый режим работы, коллайдер должен иметь два отдельных кольца. В точке встречи  $\beta_y^* = 2$  мм; меньшие величины требуют применения специальных схем коррекции хроматизма, что требует дополнительного места.

6) Если предусмотреть возможность смены направления инжекции в одном из колец, то угол пересечения можно сделать острым ( $15^\circ$ ), и появляется возможность исследовать с достаточно высокой светимостью частицы от  $\eta$ -мезона ( $m_\eta = 547,8$  МэВ,  $E_b \approx 284$  МэВ при  $\theta = 15^\circ$ ) до  $\eta'$ -мезона ( $m_{\eta'} = 957,7$  МэВ,  $E_b \approx 496$  МэВ).

## 5. КОЛЛАЙДЕР

Простая и симметричная конфигурация коллайдера с большим углом пересечения пучков представляет собой два накопительных кольца с двумя местами встречи, как это схематично изображено на рис. 2, а. Каждое кольцо состоит из двух прямолинейных промежутков и двух замыкающих арок — малой (внутренней) и большой (наружной). Длина орбиты каждого накопителя — 23 м.

На рис. 2, б показана магнитная структура и поведение оптических функций накопительного кольца. Структура малой поворотной арки (IP1–IP2) представляет собой ахроматический поворот типа DBA (Double Bend Achromat). Бетатронные функции в месте встречи —  $\beta_y^* = 2$  мм и  $\beta_x^* = 15$  см. Структура большой арки (IP2–IP1) — MBA (Multi-Bend Achromat) позволяет получить малый радиационный эмиттанс. Основные параметры коллайдера приведены в табл. 1.

Коэффициент уплотнения орбит большой,  $\alpha = 0,064$ , а условие  $\xi_z \ll \nu_s/2$  хорошо выполняется. Согласно (11) допустимое по продольным эффектам встречи число частиц в пучках  $N_{\max} = 1,5 \cdot 10^{11}$ ; поэтому выбранное нами  $N = 3,5 \cdot 10^{10}$  представляется обоснованным. Магнитная структура обеспечивает радиационный эмиттанс  $\varepsilon_x = 26$  нм; внутрисгустковое рассеяние (IBS) увеличивает его в  $\approx 4$  раза. Длина сгустка увеличивается IBS с 5,4 до 11,6 мм. Время жизни пучка определяется эффектом Тушека и для приведенных в табл. 1 параметров составляет около 1300 с.

В табл. 2 приведена оценка производительности коллайдера.

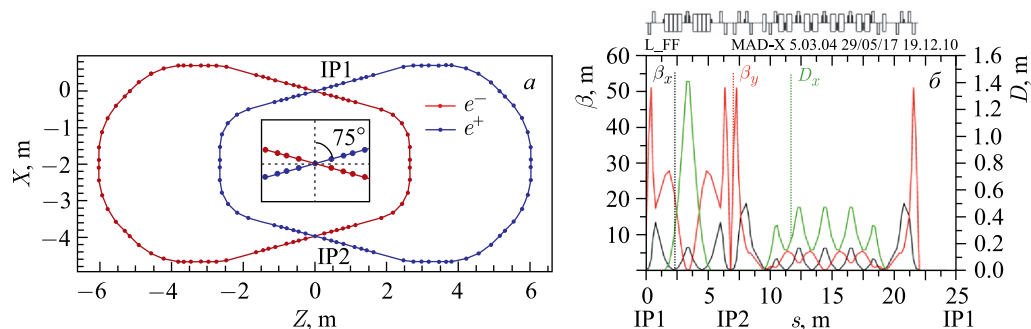


Рис. 2. а) Орбиты электронного и позитронного колец; б) оптические функции

Таблица 1. Основные параметры  $\mu\mu$ -трона

Энергия пучка, МэВ	408
Число частиц/ток сгустка, мА	$3,5 \cdot 10^{10}/73$
Потери энергии за оборот, кэВ	2,3
Синхротронная частота	$1,71 \cdot 10^{-2}$
Время затухания горизонтальное/вертикальное/продольное, мс	17,3/27,3/22,1
Горизонтальный эмиттанс (без/с IBS)	26/90
Энергетический разброс (без/с IBS), $10^4$	4/8,4
Продольный размер (без/с IBS), мм	5,4/11,6
Разрешение инвариантной массы, кэВ	390
Горизонтальная/вертикальная бета-функция IP, мм	200/2
Горизонтальный/вертикальный параметр встречи $\xi_x/\xi_y$	$2 \cdot 10^{-6}/1,2 \cdot 10^{-3}$
Продольный параметр встречи $\xi_z$	$-2 \cdot 10^{-3}$
Светимость (20 сгустков), $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	$8 \cdot 10^{31}$

Таблица 2. Оценка производства димюония

Параметр	Число событий ( $\mu^+\mu^-$ )	
	За 1 ч	За 4 мес
Всего (1S/2S/3S)	65/8/2,4	124000/16000/4600
$\Delta L > 2$ мм	19/5/1,6	55000/14000/4500

Как уже говорилось, при энергии пучка 408 МэВ и угле пересечения  $70^\circ$  будут рождаться пары  $\pi^+\pi^-$ . Изменение угла мало, и параметры коллайдера не меняются. Угол можно менять небольшой переделкой мест встречи либо сразу одно место с углом  $75^\circ$  отвести под эксперименты с  $\mu^+\mu^-$ , а второе, с углом  $70^\circ$ , под исследования с  $\pi^+\pi^-$ .

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрен предварительный проект электрон-позитронного коллайдера для рождения и изучения атомов ( $\mu^+\mu^-$ ) с возможностью реализации и других исследовательских программ в области энергий  $E_{\text{cm}} \approx 500\text{--}1000$  МэВ с высокой светимостью. Коллайдер достаточно компактен и, следовательно, недорог в производстве и эксплуатации.

Производительность коллайдера по димюонию позволит не только зарегистрировать этот, еще не открытый, экзотический атом, но и провести его изучение, например, возбуждая переходы между уровнями с помощью лазерного излучения или ионизационным способом при пролете ( $\mu^+\mu^-$ ) сквозь тонкую фольгу.

**Благодарности.** Авторы благодарны Ю. А. Пупкову, Н. А. Винокурову, С. И. Середнякову, Е. П. Солодову, Е. А. Переведенцеву, Д. Н. Шатилову и В. А. Киселеву за многочисленные полезные обсуждения и советы. Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 14-50-00080) с использованием уникальной научной установки «Комплекс ВЭПП-4–ВЭПП-2000», получившей финансовую поддержку государства в лице Минобрнауки России (уникальный идентификатор проекта RFMEFI61917X0008).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Байер В. Н., Сынах В. С.* Образование бимюония в электрон-позитронных столкновениях // ЖЭТФ. 1961. Т. 41, № 5(11). С. 1576–1581.
2. *Bogomyagkov A. et al.* Low Energy Electron–Positron Collider to Search and Study ( $\mu^+\mu^-$ ) Bound State. arXiv:1708.05819.
3. *Brodsky S. J., Lebed R. F.* Production of the Smallest QED Atom: True Muonium ( $\mu^+\mu^-$ ) // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 102. P. 213401.
4. *Bogomyagkov A., Levichev E.* Collision Monochromatization in  $e^+e^-$  Colliders // Phys. Rev. Accel. Beams. 2017. V. 20. P. 051001.
5. *Drago A. et al.* Synchrotron Oscillation Damping by Beam–Beam Collision in DAΦNE // Phys. Rev. ST. Accel. Beams. 2011. V. 14. P. 092803.
6. *Berkaev D. E. et al.* VEPP-5 Injection Complex: Two Colliders Operation Experience // Proc. of the 8th Intern. Part. Accel. Conf. (IPAC'17), Copenhagen, 2017. P. 2982–2984.