



Сибирское отделение Российской Академии наук  
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ им.Г.И. Будкера

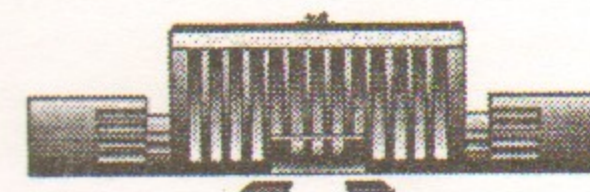
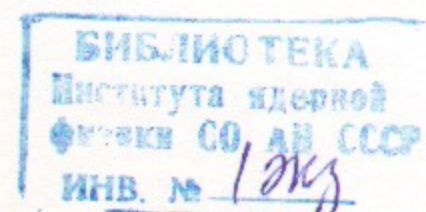
Л.80  
1998

К.В. Лотов, А.Н. Скринский, А.В. Яшин

**ПЛАЗМЕННАЯ КОМПЕНСАЦИЯ ПОЛЕЙ  
ВСТРЕЧНЫХ ПУЧКОВ В МЮОННОМ  
КОЛЛАЙДЕРЕ**

ИЯФ 98-41

<http://www.inp.nsk.su/publications>



НОВОСИБИРСК

1998

## Плазменная компенсация полей встречных пучков в мюонном коллайдере

К.В. Лотов, А.Н. Скринский, А.В. Яшин

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

Электромагнитное взаимодействие пучков в месте встречи является одним из главных факторов, ограничивающих светимость будущих коллайдеров. Степень этого взаимодействия можно уменьшить инжекцией плазмы в место встречи пучков или помещая в место встречи легкий металл (литий). Ранее степень компенсации полей исследовалась только в линейном приближении (случай большой плотности плазмы) и без учета фокусировки пучка плазмой.

В настоящей работе рассмотрена плазменная компенсация при произвольном соотношении плотностей пучков и плазмы. Показано, что из-за нелинейных эффектов степень компенсации зависит от знака заряда пучка. Найдена оптимальная толщина плазмы, обеспечивающая максимальную компенсацию полей при заданных параметрах пучков. Рассчитана степень компенсации полей для мюонного коллайдера. В рамках линейного приближения получены аналитическое выражение для степени компенсации в случае конечной длины плазмы и критерий применимости линейной теории.

## Plasma suppression of beam-beam interaction in a muon collider

K.V. Lotov and A.N. Skrinsky, A.V. Yashin

Limitation of the luminosity caused by the beam-beam interaction is one of the major obstacles in future colliders. In order to suppress this interaction there was proposed to intercept the colliding beams with plasma at the interaction region. Previously plasma compensation was studied only in linear approximation without taking into account self-focusing of beams in the plasma.

In this paper the theory of plasma compensation is developed for arbitrary parameters of beams and plasma. Because of the nonlinear effects compensation is shown to depend on the charge of beam particles. The optimum plasma thickness ensuring maximum suppression of fields of the beams with given parameters is found. Degree of plasma compensation for the muon collider is calculated. An analytical expression for plasma compensation in linear approximation in case of finite-thickness plasma is derived and the criterion of applicability of the linear model is obtained.

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

## 1. Введение

Одна из основных проблем в коллайдерах (как действующих, так и проектируемых) – это ограничение их светимости за счет электромагнитного взаимодействия пучков в месте встречи. Собственные электрическое и магнитное поля ультрарелятивистского пучка компенсируются с точностью  $\gamma_b^{-2}$  (используемые в работе обозначения приведены в Таблице 1). Воздействие же полей встречного пучка складывается. Большая поперечная сила, действующая с его стороны, сообщает частицам пучка дополнительный поперечный импульс (Рис. 1). В циклических ускорителях это воздействие сдвигает частоты поперечных (“бетатронных”) колебаний частиц и приводит к возникновению резонансной диффузии; этот эффект ограничивает достижимую плотность встречных пучков и, соответственно, достижимую светимость [1]. В однопролетных (в частности, в электрон-позитронных линейных) коллайдерах влияние полей встречного пучка ведет к неустойчивости поперечного движения сталкивающихся сгустков, ограничивая их плотность и светимость коллайдера [2]. Кроме того, для электронов и позитронов влияние этих полей приводит к сильному электромагнитному излучению в поле встречного сгустка [2] и, как следствие, к потере энергии сталкивающихся частиц и возрастанию энергетического разброса.



Рис. 1: Влияние встречного пучка на движение частицы.

Дополнительный набег фазы, возникающий из-за влияния встречного пучка, обычно характеризуется параметрами сдвига  $\xi$  [3], равными относительному изменению частот малых некогерентных бетатронных колебаний. Для круглых пучков  $\xi = Nr_c/4\pi\epsilon_n$ , где  $r_c$  – классический радиус частиц пучка ( $r_c = 1.4 \cdot 10^{-15}$  см для мюонов) и  $\epsilon_n$  – нормализованный эмиттанс. Для малых колебаний частиц  $\xi$  пропорционален интегралу по времени от производной дополнительной радиальной силы

Таблица 1: Используемые в работе обозначения

$\omega_p$	Плазменная частота
$k_p = \omega_p/c$	Плазменный волновой вектор
$\tau$	Время нарастания тока пучка
$\lambda_p = 2\pi c/\omega_p$	Плазменная длина волны
$l_p$	Толщина плазмы
$e$	Заряд электрона
$m$	Масса электрона
$v_z$	Скорость плазменных электронов
$c$	Скорость света
$n_b$	Плотность пучка
$n_p$	Плотность плазмы
$\xi$	Параметр сдвига
$N$	Число частиц в каждом пучке
$\sigma_z$	Характерная длина пучка
$\sigma_r$	Характерная толщина пучка
$\gamma$	Релятивистский фактор плазменных электронов
$\gamma_b$	Релятивистский фактор пучков

$\delta F_r$ , действующей на частицы пучка, при  $r = 0$ :

$$\xi \propto \int_{-\infty}^{\infty} \left( \frac{d\delta F_r}{dr} \right)_{r=0} dt. \quad (1)$$

Одним из способов решения проблемы могла бы быть инжекция плазмы в место встречи пучков [4–6] (Рис. 2). При прохождении пучков сквозь плазму за счет подвижности электронов в ней возникают заряды и токи, компенсирующие электрическое и магнитное поле пучков. Для эффективной компенсации плотность плазмы должна быть больше плотности пучка. Возможность использования данного подхода сильно ограничена следующими побочными эффектами.

1. В циклических коллайдерах уменьшается время жизни пучка: частицы теряются из пучка, взаимодействуя с частицами плазмы. Этот эффект закрывает возможность использования метода для циклических электронных и адронных коллайдеров нормального типа.

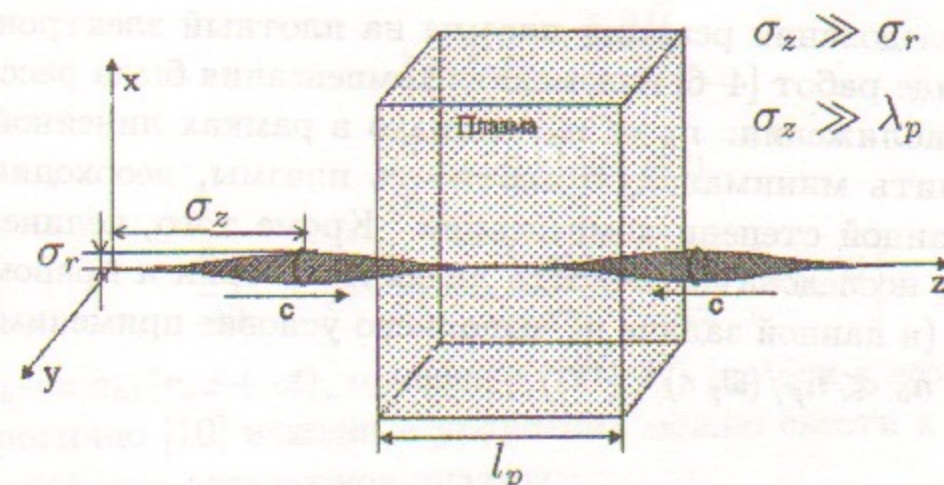


Рис. 2: Геометрия задачи.

2. Планируемые плотности сгустков в линейных коллайдерах превышают (в лабораторной системе) плотность электронов в конденсированных телах, что исключает для таких коллайдеров использование рассматриваемого метода [4].
3. Реакции частиц пучков с частицами плазмы создают дополнительный фон, который мешает при интерпретации результатов [7].

Единственное перспективное место, где метод должен работать — мюонный коллайдер. Проблемы уменьшения времени жизни в мюонном коллайдере нет, поскольку мюоны — короткоживущие частицы. Время их жизни в коллайдере много меньше характерного времени жизни пучка, связанного с его взаимодействием с плазмой [6]. Дополнительный фон, по-видимому, может быть приемлемым, так как сечения взаимодействия мюонов минимальны, а продукты реакции сосредоточены в узком телесном угле и/или имеют, в основном, малый поперечный импульс. Однако, предполагаемая плотность мюонных пучков [8], по крайней мере, в режимах, когда сдвиги частот  $\xi$  представляют опасность, требуют использования высоких компенсирующих плотностей, характерных для электронов проводимости металлов. По совокупности всех условий, естественным кандидатом на технически приемлемую реализацию рассматриваемого метода является использование в месте встречи струи жидкого лития.

В данной работе развивается нелинейная теория плазменной компенсации плотных встречных пучков и определяются потенциальные возможности плазменной компенсации как способа повышения светимости мюонного коллайдера. Используется теоретическая модель, применявшаяся

в [9–11] для исследования реакции плазмы на плотный электронный пучок. Ранее в ряде работ [4–6] плазменная компенсация была рассмотрена в линейном приближении:  $n_b \ll n_p$ . Однако в рамках линейной теории нельзя определить минимальную плотность плазмы, необходимую для получения заданной степени компенсации. Кроме того, нелинейная теория позволяет исследовать точность линейной теории и правомерность ее применения (в данной задаче не выполнено условие применимости линейной теории  $n_b \ll n_p / (\omega_p \tau)^2$ , [12]).

## 2. Нелинейная теория плазменной компенсации

В нашей теоретической модели делаются следующие предположения.

1. Пучки осесимметричны.
2. За время взаимодействия частицы пучков не успевают сильно сместиться по радиусу ( $\xi \ll 1$ ), что позволяет при вычислении плазменных полей рассматривать пучки как внешний ток.
3. Ток пучков нарастает медленно:

$$\tau \gg \omega_p^{-1}, \quad \tau \gg \sigma_r / c. \quad (2)$$

4. Плазма бесстолкновительная и холодная.
5. Нет внешнего магнитного поля.
6. Ионы плазмы неподвижны.
7. При вычислении полей плазма считается безграничной (что оправдано при  $l_p \gg \lambda_p$ ).

Везде в работе используется цилиндрическая система координат  $(r, \varphi, z)$  с осью  $z$ , направленной вдоль оси пучков. Исходными уравнениями в нашей модели являются уравнения Максвелла для безграничной среды, уравнение непрерывности для электронов плазмы и релятивистское уравнение движения электронов плазмы. Пучки в уравнениях задаются как внешний ток:

$$\text{rot } \vec{H} = -4\pi e \left( n \frac{\vec{v}}{c} + n_{b2} \vec{e}_z + n_{b1} \vec{e}_z \right) + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, \quad (3)$$

$$\text{rot } \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}, \quad (4)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \text{div}(n\vec{v}) = 0, \quad (5)$$

$$\frac{\partial \gamma \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \nabla) \gamma \vec{v} = -\frac{e}{m} \vec{E} - \frac{e}{mc} [\vec{v} \times \vec{H}]. \quad (6)$$

Здесь  $n_{b1} = n_{b1}(r, z + ct)$ ,  $n_{b2} = n_{b2}(r, z - ct)$  (по оси  $z$  летит пучок  $\mu^-$ ).

Аналогично [10] исходные уравнения можно свести к одному уравнению на скорость электронов плазмы:

$$\left( 1 - \frac{v_z^2}{c^2} \right) \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial}{\partial r} \gamma v_z - \frac{v_z}{c^2} \frac{\partial v_z}{\partial r} \frac{\partial \gamma v_z}{\partial r} - \frac{4\pi e^2}{mc^2} v_z (n_p + n_{b1} - n_{b2}) = \frac{4\pi e^2}{mc} (n_{b1} + n_{b2}). \quad (7)$$

Это уравнение устроено так, что поля в каждом сечении пучка определяются только плотностью пучков в этом же сечении. Решение уравнения (7) может легко быть найдено (численно) для любых профилей пучков  $n_{b1}(r)$  и  $n_{b2}(r)$  (Приложение 1). В данной работе рассматриваются гауссовские пучки:

$$n_b(r, z) = n_b e^{-r^2/(2\sigma_r^2)} e^{-z^2/(2\sigma_z^2)}. \quad (8)$$

Далее, зная скорость, можно вычислить поля и степень компенсации. Под степенью компенсации подразумевается отношение  $\xi/\xi_0$ , где  $\xi_0$  — это параметр сдвига в отсутствие плазмы. Величина  $\xi$  вычисляется для определенного сечения пучка и везде далее, если специально не оговорено, мы будем вычислять ее для центрального сечения (где плотность максимальна).

## 3. Вычисление и анализ компенсации для мюонного коллайдера

Возьмем за основу предельные параметры мюонного коллайдера [13], приведенные в Таблице 2.

Выясним зависимость компенсации от плотности и толщины плазмы, которые можно варьировать, и найдем их оптимальные значения. Зависимость  $\xi$  от этих параметров (Рис.3,4) имеет следующие особенности.

Таблица 2: Параметры мюонного коллайдера

Энергия	Е (ТэВ)	5
Число частиц в пучке	N	$5 \cdot 10^{12}$
Характерная длина пучка	$\sigma_z$ (см)	1.0
Характерная толщина пучка	$\sigma_r$ (мкм)	0.6
Плотность пучка	$n_b$ (см $^{-3}$ )	$8.9 \cdot 10^{19}$
Релятивистский фактор	$\gamma$	$5 \cdot 10^4$
Нормализованный эмиттанс	$\epsilon_n$ (м рад)	$3 \cdot 10^{-3}$
Параметр сдвига в вакууме	$\xi_0$	1.5

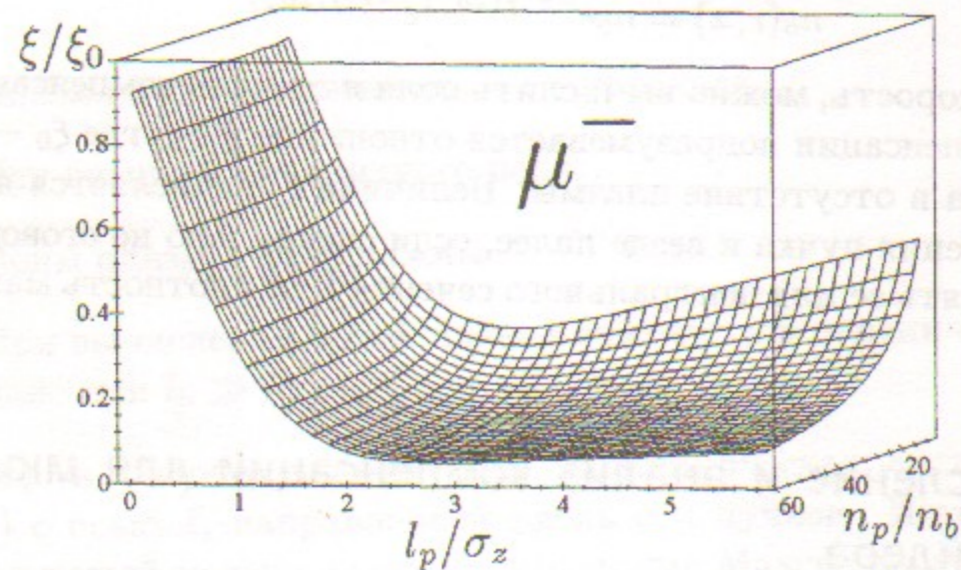


Рис. 3: Зависимость степени компенсации от плотности и толщины плазмы для  $\mu^-$  пучка

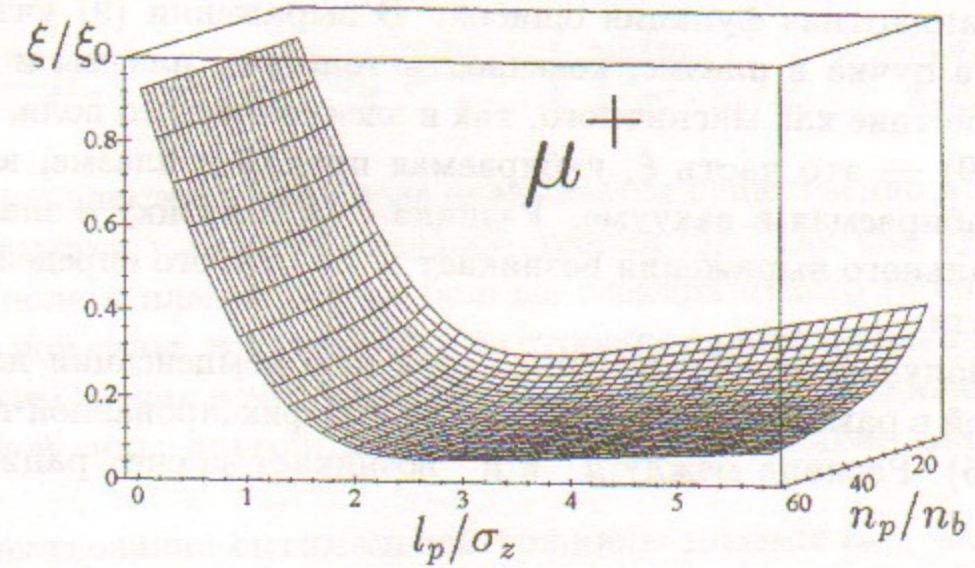


Рис. 4: Зависимость степени компенсации от плотности и толщины плазмы для  $\mu^+$  пучка

- Компенсация улучшается с увеличением плотности плазмы. Закон зависимости  $\xi/\xi_0$  от плотности плазмы для  $n_b \ll n_p$  можно найти аналитически.
- Степень компенсации сильно зависит от толщины плазмы, причем у нее есть минимум при определенной толщине ( $l_{min}$ ).
- Положение минимума зависит от плотности плазмы ( $l_{min}$  увеличивается с  $n_p$ ).
- Графики для  $\mu^+$  и  $\mu^-$  отличаются друг от друга. Это связано с нелинейностью задачи.

Если плотность плазмы намного превосходит плотность пучка, то выражение для степени компенсации можно получить аналитически аналогично [6]:

$$\xi/\xi_0 = \frac{1}{4} \left( \operatorname{erf} \left( \frac{l_p}{\sqrt{2}\sigma_z} \right) + \sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot \frac{l_p}{\sigma_z} \int_0^\infty \frac{x^3 e^{(-x^2/4)} dx}{x^2 + 2(k_p \sigma_r)^2} + \frac{1}{4} \left( 1 - \operatorname{erf} \left( \frac{l_p}{\sqrt{2}\sigma_z} \right) \right) \right), \quad (9)$$

где  $erf$  — стандартная функция ошибок. В выражении (9) учтена самофокусировка пучка в плазме, конечность толщины плазмы и то, что в  $\xi_0$  входит действие как магнитного, так и электрического поля. Первое слагаемое в (9) — это часть  $\xi$ , набираемая пучком в плазме, а второе — часть  $\xi$ , набираемая в вакууме. Разница с [6] в двойку в знаменателе подинтегрального выражения возникает из-за другого определения  $\sigma_r$  в данной работе.

Сравним полученное выражение со степенью компенсации для  $\mu^+$  и  $\mu^-$ , полученной в рамках нелинейной задачи при фиксированной толщине плазмы (Рис.5). Разница между  $\mu^+$  и  $\mu^-$  возникает за счет радиального

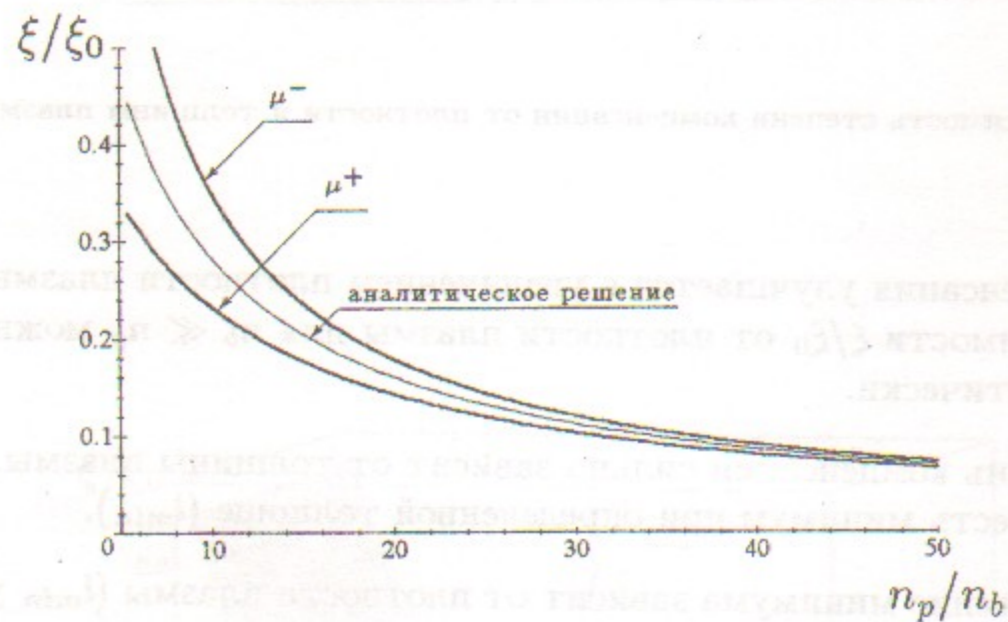


Рис. 5: Степень компенсации для  $\mu^+$ ,  $\mu^-$  при фиксированной толщине плазмы ( $l_p = 4\sigma_z$ ).

электрического поля (в линейной задаче  $E_r$  пренебрежимо мало). Если плотность пучков меньше плотности плазмы (так что ионный канал [10] не образуется), то радиальное электрическое поле всегда положительно. Это следует из того, что плазменный ток направлен навстречу суммарному току пучков и меньше его по величине. Следовательно, сила Лоренца  $v_z H_\varphi$  всегда выталкивает плазменные электроны по радиусу. Чтобы обеспечить их радиальное равновесие, требуется  $E_r > 0$ . Таким образом, компенсация для  $\mu^+$  лучше, а для  $\mu^-$  — хуже, чем дается линейной теорией. Отличие (определяемое отношением  $E_r/H_\varphi$ ) можно оценить сле-

дующим образом:

$$E_r = \frac{v_z}{c} H_\varphi \Rightarrow E_r/H_\varphi = \frac{v_z}{c} \sim \begin{cases} n_b/n_p, & k_p \sigma_r \gtrsim 1; \\ k_p^2 \sigma_r^2 \cdot n_b/n_p, & k_p \sigma_r \ll 1. \end{cases} \quad (10)$$

Оцененное электрическое поле оказывается существенно большим, нежели получается в рамках линейной теории [6]. Так как суммарное магнитное поле в плазме всегда больше электрического (в силу (10)), знак радиальной силы, действующей со стороны одного пучка на другой, остается таким же как в вакууме. Если же заряды пучков одинаковые, то знак вакуумной силы другой, и при определенной толщине плазмы  $\xi$  зануляется.

Существование оптимальной толщины плазмы  $l_{min}$  нетрудно объяснить следующим образом. Если плазма тонкая, то пучок встречает большую часть другого пучка в вакууме, а если толстая, то пучок долго летит в плазме и за счет самофокусировки тоже набирает большое  $\xi$ . Зависимость  $l_{min}$  от  $n_p$  приведена на Рис.6.

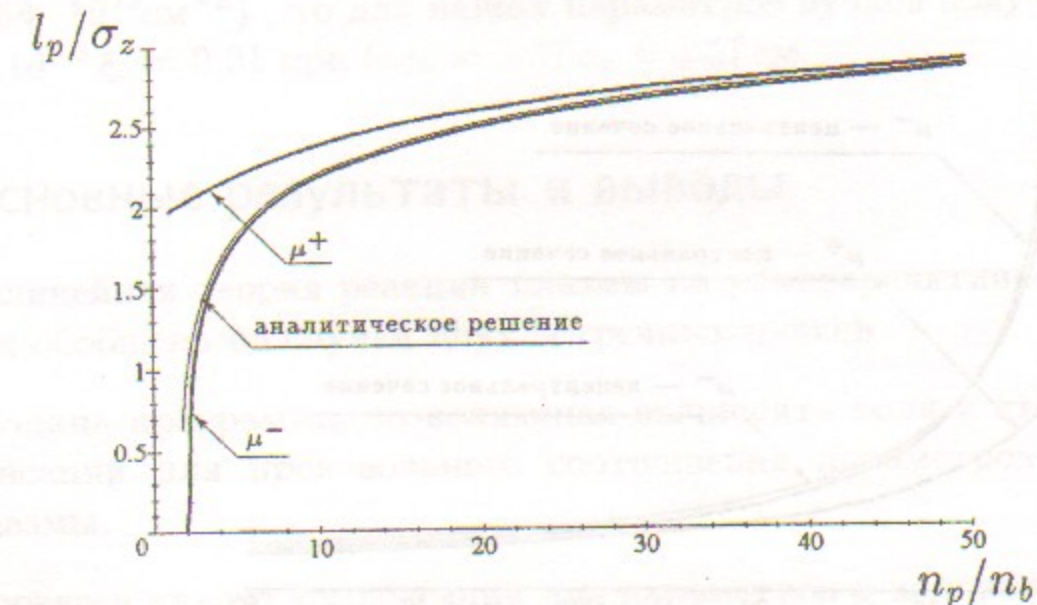


Рис. 6: Толщина плазмы, обеспечивающая наилучшую компенсацию для  $\mu^+$  и  $\mu^-$ .

Поведение зависимости  $l_{min}(n_p)$  при большой плотности плазмы можно найти в аналитическом виде простым дифференцированием (9), поскольку при  $l_p = l_{min}$

$$\left. \frac{\partial}{\partial l_p} \xi/\xi_0 \right|_{n_p} = 0. \quad (11)$$

Для  $n_p \gg n_b$  и выбранных параметров пучков выполнено условие  $k_p^2 \sigma_r^2 \gg 1$ , что позволяет разложить входящий в (9) интеграл и получить

$$\frac{1}{k_p^2 \sigma_r^2} \left( 1 + \exp \left( -\frac{l_p^2}{2\sigma_z^2} \right) \right) - \exp \left( -\frac{l_p^2}{2\sigma_z^2} \right) = 0.$$

Отсюда

$$l_{min} = \sigma_z \sqrt{2 \ln(k_p^2 \sigma_r^2 - 1)}. \quad (12)$$

Определяемая (12) зависимость показана на Рис. 6 тонкой линией.

Степень компенсации как функция плотности при оптимальной толщине плазмы приведена на Рис. 7. Графики для  $\mu^+$  и  $\mu^-$  построены каждый при своей оптимальной толщине. Тонкой линией показан график для нецентрального сечения  $\mu^-$  (отстоящего от центра на  $\sigma_z$ ) при толщине плазмы, оптимальной для центрального сечения  $\mu^-$ . Из-за симметрии задачи получается одинаковая ситуация при отступе вперед и назад на равное расстояние. Видно, что отличие для нецентрального сечения



Рис. 7: Степень компенсации при оптимальной толщине плазмы.

невелико. Это объясняется тем, что для нецентрального сечения увеличение взаимодействия со встречным пучком в вакууме (из-за несимметричности) компенсируется уменьшением действия плазмы на это сечение (у пучка здесь меньше плотность).

Нужно заметить, что степень компенсации в аналитическом приближении зависит только от произведения  $k_p \sigma_r$  (9), а точность линейной теории определяется отношением  $n_b/n_p$  (10). Отсюда найдем критический ток, при котором минимально необходимую плотность плазмы для обеспечения  $\xi/\xi_0 = 0.1$  можно искать в линейном приближении (то есть отличие от нелинейной теории  $< 10\%$ ). По определению

$$k_p \sigma_r = \frac{\omega_p}{c} \sigma_r = 2 \sqrt{\frac{n_p}{n_b}} \sqrt{\frac{I_b}{mc^3/e}}, \quad \text{где } I_b = n_b e \pi \sigma_r^2. \quad (13)$$

Из формулы (9) получаем, что для  $\xi/\xi_0 = 0.1$  требуется  $k_p \sigma_r \approx 5.8$ , а из (10) получаем, что для 10% точности нужно  $n_p/n_b \approx 10$ . Подставляя эти значения в (13), находим условие на ток пучка

$$I_b < mc^3/e = 17 \text{ кА}. \quad (14)$$

Окончательно подводя итог, можно определить, что для  $\xi < 0.05$  требуется  $n_p > 90.5 n_b = 8.04 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$  и  $l_{min} = 3.04 \sigma_z = 3.04 \text{ см}$ . Если в качестве плазмы взять электроны проводимости лития ( $n_p = 4.64 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ ), то для наших параметров пучков получим  $\xi = 6.6 \cdot 10^{-3} \xi_0 = 0.01$  при  $l_{min} = 3.57 \sigma_z = 3.57 \text{ см}$ .

#### 4. Основные результаты и выводы

- Нелинейная теория реакции плазмы на ультрарелятивистский пучок обобщена на случай двух встречных пучков.
- Создана программа, позволяющая вычислять поля и степень компенсации для произвольного соотношения параметров пучков и плазмы.
- Проведен анализ компенсации для параметров  $\mu$ -коллайдера. Показано, что
  - в интересной области (где  $\xi/\xi_0 < 0.2$ ) аналитическое решение верно с точностью порядка 10%;
  - существует оптимальная толщина плазмы, обеспечивающая наилучшую компенсацию; для выбранных параметров коллайдера  $l_{min} \approx 2.5 \div 3.0 \text{ см}$ ;
  - ухудшение компенсации для нецентрального сечения пучка мало;

— для выбранных параметров мюонного коллайдера, чтобы получить  $\xi < 0.05$ , требуемая плотность плазмы  $n_p > 90.5 n_b = 8.04 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ .

## Приложение 1. Алгоритм решения уравнения

Используем обозначение

$$p = \frac{\gamma v_z}{c}. \quad (15)$$

В зависимости от плотности плазмы, граничными условиями для (7) будут

$$\left. \frac{\partial p}{\partial r} \right|_{r=0} = 0, \quad \lim_{r \rightarrow \infty} p = 0, \quad (16)$$

либо

$$\left. \frac{\partial p}{\partial r} \right|_{r=r_*} = \frac{\omega_p^2}{r_* c^2} \int_0^{r_*} (n_{b2} - n_{b1}) r' dr', \quad \lim_{r \rightarrow \infty} p = 0, \quad (17)$$

$$p(r_*) = \frac{v_z(r_*)}{\sqrt{c^2 - v_z^2(r_*)}}, \quad (18)$$

$$\text{где } v_z(r_*) = c \frac{\int_0^{r_*} (n_{b1} + n_{b2} - n_p) r' dr'}{\int_0^{r_*} (n_{b2} - n_{b1}) r' dr'}. \quad (19)$$

Второй случай соответствует наличию ионного канала, где  $r_*$  — радиус этого канала.

В области  $r < r_*$  (если таковая существует) поля определяются интегралами

$$H_\varphi(r) = -\frac{m\omega_p^2}{er} \int_0^r (n_{b2} - n_{b1}) r' dr', \quad E_r(r) = \frac{m\omega_p^2}{er} \int_0^r (n_p - n_{b1} - n_{b2}) r' dr'. \quad (20)$$

В остальном пространстве  $H_\varphi$  и  $E_r$  выражаются через функцию  $p(r)$ :

$$H_\varphi(r) = -\frac{c}{\omega_p} \frac{\partial p}{\partial r}, \quad E_r(r) = \frac{v_z}{c} H_\varphi = -\frac{pc}{\omega_p \sqrt{1+p^2}} \frac{\partial p}{\partial r}. \quad (21)$$

Для исследования реакции плазмы на пучок будем использовать следующий алгоритм.

1. Ищем такое число  $p_0$ , чтобы решение задачи Коши (методом Рунге-Кутты [14]) для уравнения (7) с начальными условиями

$$p(0) = p_0, \quad \left. \frac{\partial p}{\partial r} \right|_{r=0} = 0 \quad (22)$$

обращалось в нуль в некоторой удалённой точке  $r = r_{max}$  ( $r_{max} \gg c/\omega_p$ ). Функция  $p(r)$ , соответствующая  $p_0$ , будет решением краевой задачи (7), (16). Знак  $p_0$  положителен для положительного направления общего тока. При переходе через  $p_0$  значение  $p$  в  $r = r_{max}$  меняет знак, причем, чтобы получить нуль в  $r = r_{max}$  с заданной точностью, нужно подойти к  $p_0$  с существенно большей точностью. Так как  $\xi$  вычисляется для  $r = 0$ , поэтому просто определяем  $p_0$  с заданной точностью.

2. Отсутствие искомого  $p_0$  означает, что вблизи оси есть область с  $n = 0$ . В этом случае подбираем такое значение  $r_*$ , чтобы решение задачи Коши (7) с начальными условиями (17), (18), (19) обращалось в нуль при  $r = r_{max}$ . Здесь ситуация аналогична предыдущему пункту, поэтому поступаем аналогично (определяем  $r_*$  с заданной точностью).

3. По формулам (20) и (21) определяем поля в плазме.

## Литература

- [1] **H. Wiedemann** *Particle accelerator physics: basic principles and linear beam dynamics*. — New York etc., Springer-Verlag, 1993, p. 388.
- [2] **А. Н. Скринский** *Ускорительные и детекторные перспективы физики элементарных частиц*. — УФН, т. 138 (1982), № 1, с. 3–43.
- [3] **A. W. Chao** *Nonlinear dynamics and the beam-beam interaction*. — New York, AIP, 1979, p. 42.
- [4] **D. H. Whittum, A. M. Sessler, J. J. Stewart, and S. S. Yu** *Plasma suppression of beamstrahlung*. — Part. Accel., v. 34 (1990), № 1–2, p. 89–104.
- [5] **A. M. Sessler and D. H. Whittum** *Suppression of beamstrahlung by means of a plasma*. — In: *Advanced Accelerator Concepts*, AIP Conference Proceedings, edited by J. S. Wurtele, v. 279, p. 939–944, (AIP Press, New York, 1993).



- [6] **G. V. Stupakov and P. Chen** *Plasma suppression of beam-beam interaction in circular colliders.* — Phys. Rev. Lett., v.76 (1996), № 20, p. 3715–3718.
- [7] **P. Chen** *A possible final focusing mechanism for linear colliders.* — Part. Accel., v. 20 (1987), № 3-4, p. 171–182.
- [8] **R. B. Palmer for muon collider collaboration** *Muon Collider Design.* — In: 4th Int. Conf. on "Physics Potential and Development of Muon-Muon Colliders", San Francisco, CA, Dec. 10-12, 1997.
- [9] **D. H. Whittum** *Nonlinear, relativistic return current sheath for an ion-focused beam.* — Phys. Fluids B, v. 4 (1992), № 2, p. 476–478.
- [10] **K. V. Lotov** *Plasma response to ultrarelativistic beam propagation.* — Phys. Plasmas, 1996, v. 3, № 7, p. 2753–2759.
- [11] **И. А. Котельников, В. Н. Худик** *Равновесие плазмы при инжекции жёсткого пучка заряженных частиц.* — Физика плазмы, т. 23 (1997), № 2, с. 146–160.
- [12] **G. Küppers, A. Salat, and H. K. Wimmel** *Current and fields induced in plasmas by relativistic electron beams with arbitrary radial and axial density profiles.* — Plasma Physics, v. 15 (1973), № 5, p. 429–439.
- [13] **A. N. Skrinsky** *Toward Ultimate Luminosity Polarized Muon Collider (problems and prospects).* — In: 4th Int. Conf. on "Physics Potential and Development of Muon-Muon Colliders", San Francisco, CA, Dec. 10-12, 1997.
- [14] **Г. Корн, Т. Корн** *Справочник по математике для научных работников и инженеров.* — М.: Наука, 1968, с. 607.

*К.В. Лотов, А.Н. Скринский, А.В. Яшин*

**Плазменная компенсация полей  
встречных пучков в мюонном коллайдере**

*K.V. Lotov and A.N. Skrinsky, A.V. Yashin*

**Plasma suppression of beam-beam interaction  
in a muon collider**

Budker INP 98-41

Ответственный за выпуск А.М. Кудрявцев

Работа поступила 25.05. 1998 г.

Сдано в набор 26.05.1998 г.

Подписано в печать 26.05.1998 г.

Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 1.2 печ.л., 1.0 уч.-изд.л.

Тираж 100 экз. Бесплатно. Заказ № 41

Обработано на IBM PC и отпечатано на  
ротапинтере ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН,  
Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.