

## Динамика двухкомпонентного ионного пучка в линейном ондуляторном ускорителе

© Э.С. Масунов, С.М. Полозов

Московский инженерно-физический институт (государственный университет),  
115409 Москва, Россия  
e-mail: ESMasunov@mephi.ru, SMPolozov@mephi.ru

(Поступило в Редакцию 15 апреля 2008 г.)

Рассматривается возможность повышения тока ионного пучка в линейном ондуляторном ускорителе (ЛОУ). Такой ускоритель может быть реализован в периодическом резонаторе Н-типа, причем в структуре, где отсутствует синхронная с пучком гармоника ВЧ-поля. Ранее было показано, что повысить ток пучка в ЛОУ можно при использовании ленточных пучков. Другой метод повышения интенсивности ионных пучков связан с возможностью совместного ускорения положительных и отрицательных ионов в одном сгустке. Методами численного моделирования находится предельная интенсивность такого двухкомпонентного пучка.

PACS: 29.20.Ej, 29.27.Bd

### Введение

Разработка сильноточных линейных ускорителей ионов на небольшую энергию является одной из важных задач ускорительной физики и техники. Интенсивные ионные пучки могут быть использованы в генераторах нейтронов, установках термоядерного синтеза, в ядерной энергетике и т.д. В традиционных высокочастотных ускорителях пучок ускоряется синхронной с пучком пространственной гармоникой ВЧ-поля. Для группировки и ускорения сильноточных пучков протонов и ионов на малые энергии в настоящее время используют в основном системы с пространственно-однородной квадрупольной фокусировкой (ПОКФ).

При использовании в качестве ускорителя группирователя системы с ПОКФ, как правило, максимальный ток пучка не превышает значения порядка 150 мА [1]. Дальнейшее повышение интенсивности пучка является достаточно сложной задачей, связанной с требованием уменьшить влияние поля объемного заряда пучка. При этом следует либо повышать предельную плотность тока, получаемого из источника ионов, либо увеличивать площадь поперечного сечения пучка. Увеличение площади сечения пучка в системе типа ПОКФ приводит к необходимости увеличения размеров апертуры канала, что, в свою очередь, возможно только при значительном повышении ВЧ-потенциала на электродах.

В работах [2,3] в качестве альтернативной системы для группировки и ускорения ионных пучков на малые энергии было предложено использовать линейные ондуляторные ускорители (ЛОУ). В ЛОУ с высокочастотным ондулятором можно ускорить ленточные пучки с большим поперечным сечением. Как было показано в работе [4], при ускорении ленточного пучка, у которого один из поперечных размеров много больше другого, предельный ток пучка в ЛОУ с высокочастотным ондулятором может быть увеличен вдвое по сравнению с ПОКФ.

Но существует и другой метод повышения интенсивности ионных пучков, связанный с уменьшением влияния поля пространственного заряда. Основная идея этого метода заключается в совместном ускорении в одном высокочастотном канале положительно и отрицательно заряженных ионов. Попытки рассмотрения совместного ускорения двух ионных пучков с разным знаком заряда в классических линейных ускорителях (например, таких как система с ПОКФ или ускорители Альвареца) уже предпринимались ранее [5]. Однако эффект нейтрализации пространственного заряда пучков здесь возможен только на начальном участке группировки. При дальнейшем ускорении частиц сгустки ионов противоположных знаков ( $H^+$ ,  $H^-$  или  $D^+$ ,  $D^-$ ) будут пространственно разделены в продольном направлении и компенсации сил кулоновского расталкивания здесь не происходит.

Действительно, в упомянутых ВЧ-системах ускоряющая сила пропорциональна знаку заряда частицы и ионы с противоположным знаком заряда будут группироваться около различных фаз ускоряющей волны. Детальный численный расчет и дальнейшая экспериментальная проверка эффекта нейтрализации показали, что полный поток ускоренных ионов не может быть увеличен более чем в два раза. В ЛОУ, наоборот, можно ожидать, что эффект нейтрализации пространственного заряда всегда имеет место, поскольку ускоряющая сила пропорциональна квадрату заряда частиц и, следовательно, не зависит от знака заряда [6]. В таком высокочастотном ускорителе противоположно заряженные ионы пространственно не разделены и совершают фазовое движение в одной и той же сепаратрисе.

В настоящей работе будут детально рассмотрены особенности ускорения двух пучков ионов  $D^+$  и  $D^-$  в ЛОУ с высокочастотным ондулятором. Методами численного моделирования подробно изучены эффекты нейтрализации и найдена предельная интенсивность квазинейтральных ионных пучков в таком ускорителе.

## Динамика пучка в ЛОУ с высокочастотным ондулятором

Как уже говорилось выше, в ЛОУ отсутствует синхронная с пучком пространственная гармоника ВЧ-поля. Детальное исследование динамики в полигармоническом поле периодического резонатора является сложной задачей. Наличие быстрых осцилляций и сильная зависимость компонент ВЧ-поля от поперечных координат в ускорителе ленточного пучка на малую энергию не позволяет использовать обычное линейное приближение в разложении поля в приосевой области.

Изучение динамики пучка в ЛОУ традиционными методами невозможно. Ранее в работах [2,3] было предложено исследовать динамику частиц в быстро осциллирующих полях аналитически с использованием метода усреднения (так называемое гладкое приближение).

В случае ЛОУ с высокочастотным ондулятором будем считать, что скорость пучка  $\beta$  сильно отличается от фазовой скорости всех пространственных гармоник поля  $\beta_n = \omega/ch_n$ ,  $n = 0, 1, \dots$ , где  $h_n = \mu/D + 2\pi n/D$ ,  $\mu$  — вид колебаний, но близка к скорости комбинационной волны,  $\beta \approx \beta_v = 2\omega/c(h_p \pm h_n)$ . Тогда решение уравнения движения удобно искать в виде сумм медленно меняющейся и быстро осциллирующей функций. Предполагая, что амплитуда быстрых осцилляций скорости  $\tilde{v}$  много меньше, чем медленно изменяющаяся составляющая скорости  $v$ , уравнение движения может быть записано в гладком приближении так:

$$\frac{d^2 \mathbf{R}}{d\tau^2} = -\nabla U_{\text{eff}}, \quad (1)$$

где  $U_{\text{eff}}$  имеет смысл эффективной потенциальной функции, описывающей взаимодействие частиц с полигармоническим полем резонатора. Как было показано в [1], эта функция определяется через амплитуды несинхронных гармоник ВЧ-поля и зависит только от медленно изменяющихся поперечных координат  $\mathbf{R}_\perp = (\rho, \eta)$ ,  $\rho = 2\pi x/\lambda$ ,  $\eta = 2\pi y/\lambda$  и медленно меняющейся фазы частицы в поле комбинационной волны

$$\varphi_v = \int h_v dz - \omega t,$$

где  $h_v = (h_p \pm h_n)/2$  — продольное волновое число для комбинационной волны. Уравнение движения, записанное в форме (1), позволяет найти гамильтониан системы „пучок–волна“ в гладком приближении, провести анализ как продольного, так и поперечного движения частиц, найти условия поперечной фокусировки, вычислить значения частоты малых поперечных и фазовых колебаний частиц пучка, а также найти связь продольного и поперечного движений.

Детальное аналитическое исследование продольного и поперечного движения в ЛОУ с высокочастотным ондулятором было выполнено в работе [4]. На простейшем примере, когда в периодической структуре

присутствуют только две пространственные гармоники ВЧ-поля ( $n = 0$  и  $n = 1$ ), было проведено сравнение особенности ускорения пучка в ЛОУ с ВЧ-полем на виде колебаний  $\mu = \pi$  и с ВЧ-полем на виде колебаний  $\mu = 0$ . Показано преимущество использования ВЧ-поля на виде колебаний  $\mu = \pi$ . Здесь же были рассмотрены необходимые и достаточные условия применимости гладкого приближения для данной ускоряющей структуры. Эти условия связаны прежде всего с условием неперекрывания одноволновых и двухволновых резонансов (неперекрывания сепаратрис) и, что особенно важно, определяют выбор оптимальных величин гармоник ВЧ-поля. В частности, было показано, что в ЛОУ с высокочастотным ондулятором должно существовать оптимальное значение отношения амплитуд гармоник ВЧ-поля  $\chi = E_1/E_0$ , когда имеет место поперечная фокусировка пучка и потери частиц при ускорении минимальны.

Используя найденные выражения для эффективных потенциальных функций, удобно ввести понятие „равновесной частицы“, у которой усредненная скорость  $\beta_s$  точно равна скорости комбинационной волны ( $\beta_v$ ).

$$\frac{d\beta_s^2}{d\tau} = 2e_0(\xi)e_1(\xi) \sin 2\varphi_s(\xi). \quad (2)$$

Здесь  $e_{0,1} = e\lambda E_{0,1}/2\pi W_0$  — безразмерные амплитуды гармоник ВЧ поля,  $\xi = 2\pi z/\lambda$ . Решив это уравнение, возможно найти закон изменения периода структуры  $D = \beta_v \lambda$ , при котором можно легко обеспечить синхронизм пучка и поля комбинационной волны на всей длине резонатора. Отметим, что в нашем случае прирост энергии частиц пропорционален  $\sin 2\varphi$  и на один период ВЧ-поля будет приходиться два ступка. Из уравнения (2) также видно, что ускоряющая сила пропорциональна квадрату заряда частиц и, следовательно, не зависит от знака заряда.

Конечно, для проверки результатов аналитического исследования динамики пучка в ЛОУ с высокочастотным ондулятором и для нахождения предельного тока пучка необходимо проведение численного моделирования динамики с учетом влияния полного поля резонатора и собственного кулоновского поля пучка. Для этой цели была использована специальная программа BEAMDULAC, описание которой приведено ниже.

## Программа BEAMDULAC

Программа BEAMDULAC разрабатывается в Московском инженерно-физическом институте начиная с 1999 г. [7]. Она изначально была предназначена для расчета двумерной и трехмерной динамики пучка в высокочастотных линейных ускорителях. Программа позволяет изучать динамику пучков в полном поле периодического резонатора и с учетом поля пространственного заряда частиц. Для учета влияния собственного поля пучка на динамику в программе BEAMDULAC

используется метод „облако в ячейке“ („cloud-in-cell“, CIC), являющийся наиболее точной модификацией метода „частица в ячейке“. Этот метод позволяет учесть влияние граничных условий на собственное поле пучка. Уравнение движения во внешнем ВЧ-поле решается с учетом кулоновского поля пространственного заряда пучка. Учет влияния собственного поля особенно важен при исследовании динамики сильноточных пучков. Для нахождения кулоновского потенциала решается уравнение Пуассона на сетке с периодическими граничными условиями Дирихле. Учитываются также граничные условия на стенках резонатора и связанный с этим эффект экранировки поля пространственного заряда пучка. Уравнение Пуассона решается на трехмерной сетке с заданным распределением объемного заряда методом быстрых преобразований Фурье (БПФ). Для интегрирования уравнений движения используется хорошо известный метод Рунге–Кутты 4-го порядка. В качестве независимой переменной используется время.

Программа позволяет задавать внешние поля аналитически или в виде суммы пространственных гармоник. Также возможно проводить моделирование в „реальном поле“, т.е. в поле, заданном в узлах сетки. Такое распределение обычно получается двумя способами: с помощью программ моделирования полей в периодическом резонаторе со сложной формой границы или в результате экспериментальных измерений электродинамических характеристик реального резонатора.

Отдельной задачей моделирования динамики в ускорителях является учет собственного кулоновского поля пучка в случае, когда в пучке присутствует не один сорт частиц, а несколько с различным отношением заряда к массе. Этот случай имеет место, например, при моделировании динамики пучков в источниках ионов и системах формирования, где могут присутствовать частицы как с разными зарядами, так и разными массами. Также в пучке могут присутствовать частицы с различными зарядами, но одинаковой массой (например,  $H^-$  и  $H^+$ ).

Учет влияния собственного кулоновского поля многокомпонентного пучка является достаточно трудоемкой задачей. Для исследования динамики многокомпонентных пучков была разработана специальная версия программы BEAMDULAC-2B. Изменения в программе в основном коснулись расчета влияния объемного заряда пучка. Как уже говорилось выше, решение уравнения Пуассона в программе BEAMDULAC проводится с использованием быстрого преобразования Фурье. Алгоритм БПФ хорошо известен: на первом шаге рассчитывается распределение крупных частиц на трехмерной сетке. Далее рассчитываются коэффициенты разложения Фурье и решается на сетке алгебраическое уравнение, связывающее коэффициенты Фурье для заряда и потенциала. Наконец, решается задача синтеза Фурье для потенциала собственного поля и с помощью численного

дифференцирования находятся компоненты собственного поля пучка. Для расчета собственного поля многокомпонентного пучка достаточно модифицировать блоки расчета распределения заряда и решить алгебраическое уравнение связи.

## Ускорение однокомпонентного ионного пучка в ЛОУ с высокочастотным ондулятором

Рассмотрим кратко основные результаты численного моделирования динамики одного пучка отрицательных ионов дейтерия в ЛОУ с высокочастотным ондулятором [7]. В простейшем случае достаточно ограничиться двумя основными гармониками ВЧ-поля в периодическом резонаторе на виде колебаний  $\mu = \pi$ . Будем полагать, что амплитуда нулевой гармоники ВЧ-поля  $e_0$  и первой гармоники  $e_1$ , а также фаза равновесной частицы в поле комбинационной волны  $\varphi_s$  являются функциями продольной координаты. Для обеспечения эффективной группировки и ускорения пучка ЛОУ должен состоять из двух участков: группировки и ускорения.

Для простоты фазу „равновесной частицы“ в поле комбинационной волны  $\varphi_s$  на участке группировки выберем линейно спадающей от значения  $\pi/2$  до  $3\pi/8$ , а амплитуды гармоник ВЧ-поля — нарастающими по синусному закону от некоторого начального значения  $E_{0,1,beg} = E_{0,1}(z = 0)$ . На участке ускорения значения  $\varphi_s$ ,  $E_0$  и  $E_1$  постоянны. Закон изменения средней скорости равновесной частицы в поле комбинационной волны вдоль оси ускорителя определяется из уравнения (2).

Численное моделирование динамики ионов дейтерия показало, что при длине ускорителя  $L = 2$  м, амплитуде основной гармоники  $E_0 = 230$  кВ/см и  $\chi = E_1/E_0 = 0.3$  энергия пучка на выходе ускорителя составляет 1 МэВ, а коэффициент токопрохождения может достигать величины  $K_t = 90\%$ . При выбранном отношении амплитуд гармоник ВЧ-поля  $\chi = E_1/E_0$  условие поперечной фокусировки всегда выполнено и перекрытие сепаратрис комбинационной волны и первой гармоники ВЧ-поля не происходит.

Все потери частиц вызваны в основном нарушением условий адиабатичности и могут быть уменьшены путем специального выбора функций изменения  $\varphi_s(\xi)$  и амплитуды комбинационной волны в процессе группировки пучка. Можно показать, что отношение амплитуд гармоник  $\chi = 0.25-0.3$  достаточно просто реализовать в структуре с простой геометрией трубок дрейфа. При этом оптимальная длина группирователя примерно равна половине длины ускорителя. Предельный размер сечения ленточного пучка в ЛОУ равен  $5 \times 0.3$  см. Предельная величина тока при этом равна  $I_{max} = 300$  мА.

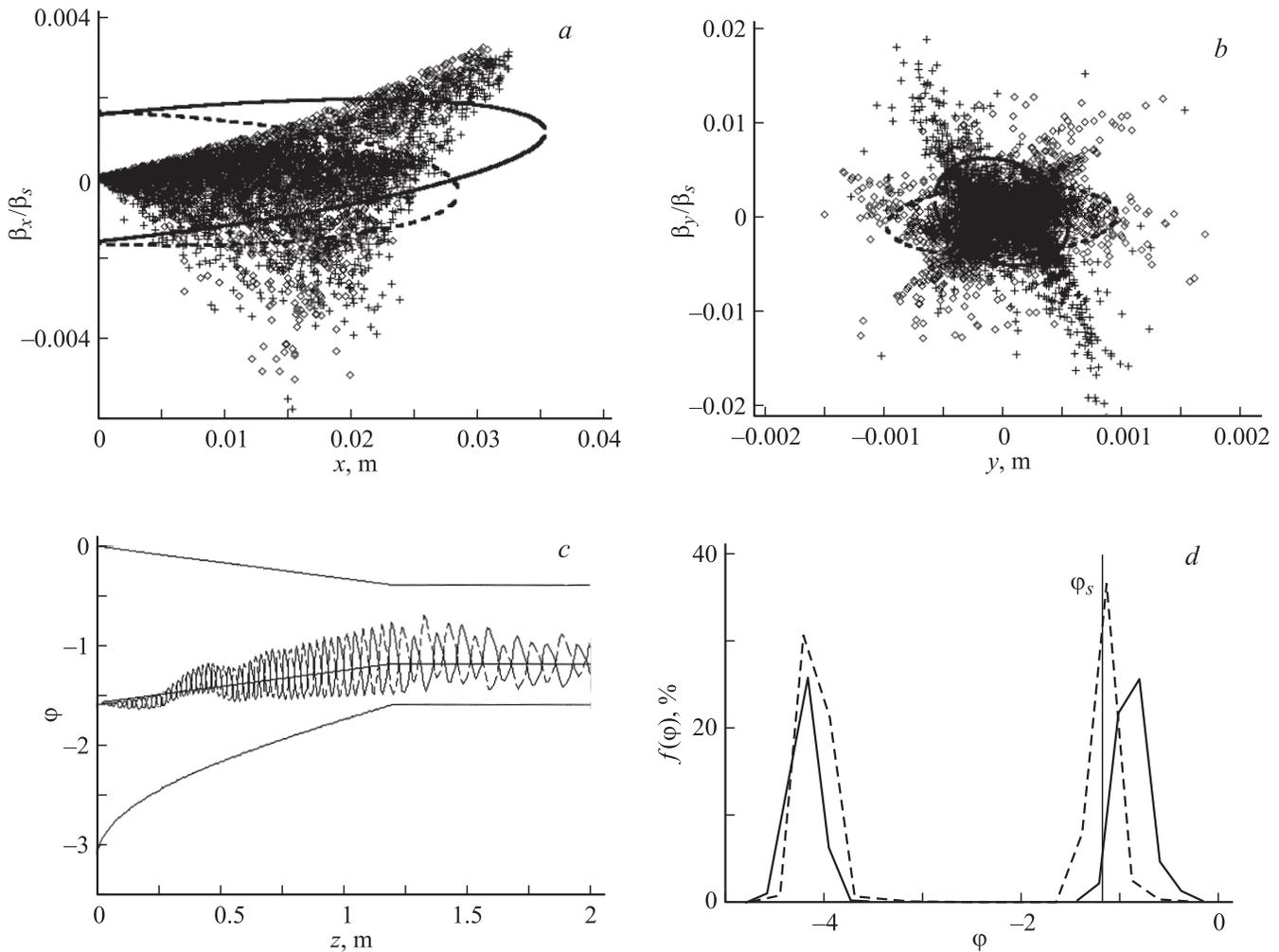


Рис. 1. Параметры двухкомпонентного ионного пучка на входе и выходе канала ускорителя.

### Численное моделирование самосогласованной динамики двух пучков ионов дейтерия $D^+$ и $D^-$

Для изучения самосогласованной динамики двух пучков ионов дейтерия  $D^+$  и  $D^-$  была использована версия программы BEAMDULAC-2B. Исследование проводилось для проверки реализации условий нейтрализации пространственного заряда при группировке двух типов ионов с противоположным знаком заряда в пределах одной сепаратрисы и для определения предельного потока ионов в нейтрализованном пучке.

Рассмотрим некоторые результаты численного моделирования в ускоряющем резонаторе с теми же параметрами, которые были выбраны ранее для одного пучка отрицательных ионов дейтерия. На рис. 1 показаны основные характеристики двух пучков на входе и выходе ускорителя. Представлены начальный и конечный нормализованные эмиттансы в плоскостях  $(x, \beta_x)$  (a) и  $(y, \beta_y)$  (b). Здесь же представлены результаты расчета

быстрых осцилляций фаз центра масс для двух типов ионов (c) и спектр пучка на выходе ускорителя (d). Несмотря на то что быстрые колебания центра масс для положительных и отрицательных ионов происходят в противофазе, ионы с разными знаками заряда оказываются в одной сепаратрисе. Параметры частиц пучка на выходе канала показаны символом „ $\times$ “ и сплошной линией для ионов  $D^+$  и символом  $\diamond$  и пунктирной линией для  $D^-$ .

Рис. 2 иллюстрирует процесс группировки пучка, здесь показаны фазовые портреты для ионов в различных сечениях канала ускорителя. Из рисунков видно, что ионы с различным знаком заряда ускоряются совместно в одном сгустке.

Численное моделирование также показало, что полный поток нейтрализованного пучка может быть очень велик (см. рис. 3, a). Коэффициент токопрохождения не уменьшается с увеличением тока каждого из пучков, если значения интенсивности пучков ионов  $D^+$  и  $D^-$  равны:  $|I^{(+)}| = |I^{(-)}|$ , т.е. наблюдается полная компенсация пространственного заряда. Однако нели-

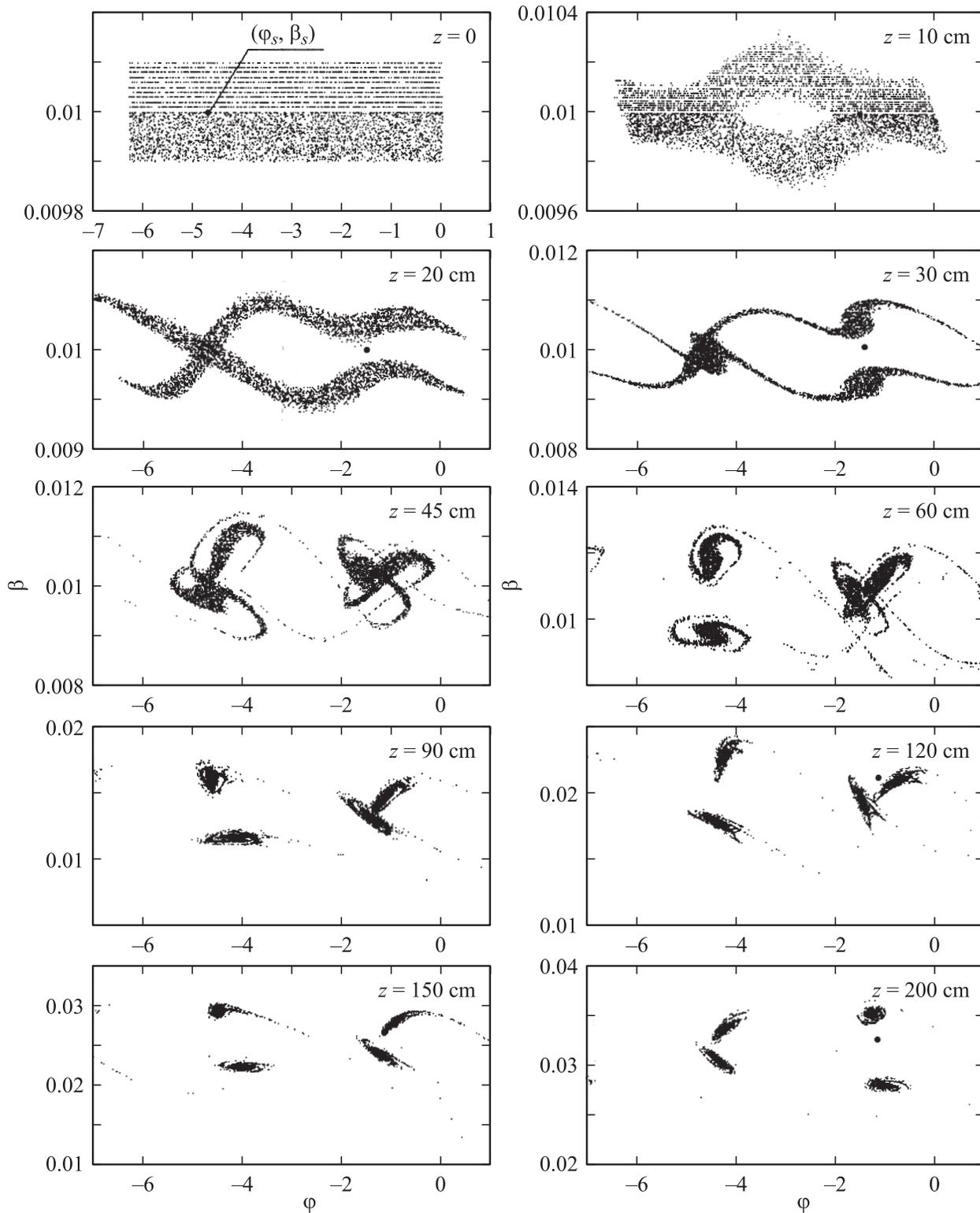
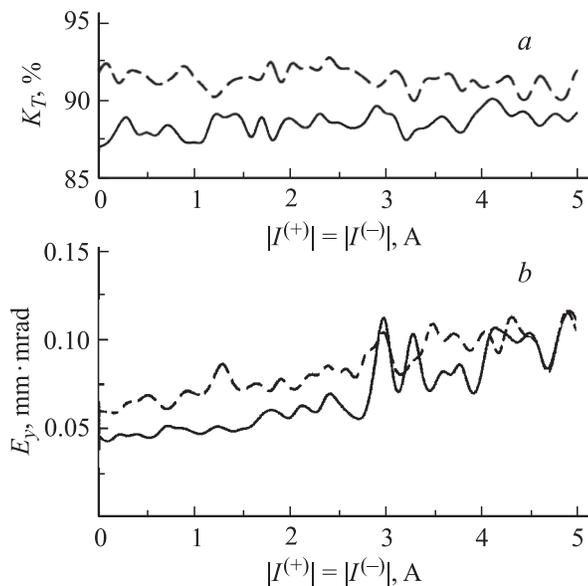


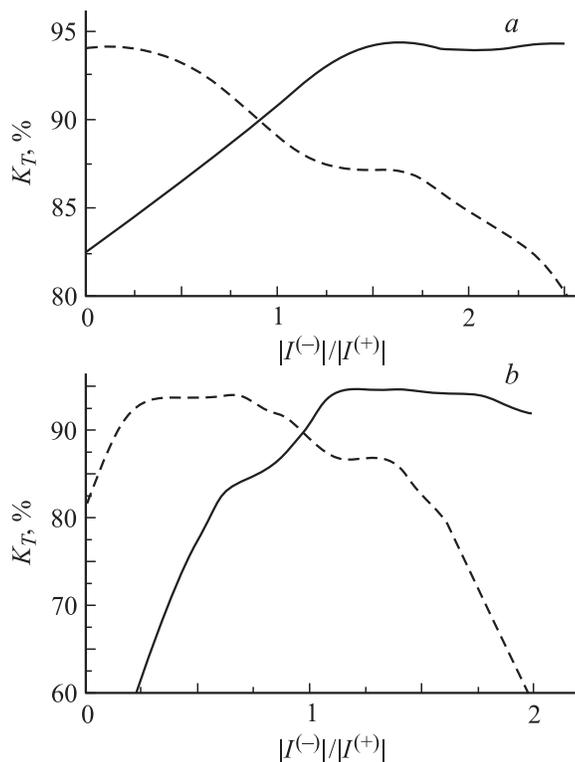
Рис. 2. Группировка двухкомпонентного ионного пучка.

нейные кулоновские эффекты приводят к росту поперечного эмиттанса пучка и потерям частиц в случае, когда ток каждого типа ионов превышает 4 А (см. рис. 3, *b*).

Интересно также изучить динамику двухкомпонентного пучка в случае неполной компенсации, когда  $|I^{(+)}| \neq |I^{(-)}|$ . Коэффициент токопрохождения для ионов  $D^+$ ,  $K_r^{(+)}$ , больше, если  $|I^{(+)}| < |I^{(-)}|$  (рис. 4, этот рису-



**Рис. 3.** Зависимость коэффициента токопрохождения ( $a$ ,  $K_T^{(-)}$  — сплошная кривая),  $K_T^{(+)}$  — пунктир и поперечного эмиттанта на выходе ускорителя ( $b$ ,  $E_y^{(-)}$  — сплошная кривая),  $E_y^{(+)}$  — пунктир.



**Рис. 4.** Коэффициент токопрохождения в случае, когда  $|I^{(+)}| \neq |I^{(-)}|$ ,  $|I^{(+)}| = 0.3$  А ( $a$ ) и  $|I^{(+)}| = 0.5$  А ( $b$ ). Сплошная кривая —  $K_T^{(+)}$ , пунктир —  $K_T^{(-)}$ .

нок построен при  $|I^{(+)}| = 0.3$  А ( $a$ ) и  $|I^{(+)}| = 0.5$  А ( $b$ ). В двухкомпонентном пучке коэффициент токопрохождения для ионов  $D^-$ ,  $K_T^{(-)}$  приблизительно равен коэффициенту токопрохождения для однокомпонентного пучка с током  $I = |I^{(-)}| - |I^{(+)}|$ . Коэффициент токопрохождения растет для ионов  $D^+$  и снижается для ионов  $D^-$  с ростом отношения  $|I^{(-)}|/|I^{(+)}|$  и  $K_T^{(+)} = K_T^{(-)}$ , если  $|I^{(+)}| \approx |I^{(-)}|$ . Этот интересный эффект наблюдается только при условии, что токи для обоих типов ионов не слишком велики. Необходимо отметить, что для ионов пучка, у которого интенсивность меньше, поперечный эмиттанс на выходе будет также меньше.

## Заключение

В работе показана возможность существенного повышения тока ионных пучков в линейном ондуляторном ускорителе при использовании эффекта нейтрализации объемного заряда пучка. С помощью численного моделирования подтверждено, что в ЛОУ ионы с противоположными зарядами могут быть сгруппированы и ускорены совместно в одном сгустке. При этом наблюдается существенное влияние эффекта компенсации объемного заряда пучка на продольную и поперечную динамику, что позволяет получить большую интенсивность потока двухкомпонентного пучка. Например, для ионов дейтерия  $D^+$  и  $D^-$  ток каждого типа ионов может достигать  $I \approx 4$  А без снижения коэффициента токопрохождения и ухудшения качества пучка.

## Список литературы

- [1] Schempp A., Vormann H. // Proc. of PAC'97. 1997. P. 1084–1086.
- [2] Масунов Э.С. // ЖТФ. 1990. Т. 60. Вып. 8. С. 152–157.
- [3] Масунов Э.С. // ЖТФ. 2001. Т. 71. Вып. 11. С. 85–91.
- [4] Масунов Э.С., Полозов С.М. // ЖТФ. 2005. Т. 75. Вып. 7. С. 112–118.
- [5] Garnett R.W., Gray E.R. et al. // Proc. of PAC'95. 1995. Vol. 3. P. 3185–3187.
- [6] А.С. № 1600007 / Э.С. Масунов // Открытия и изобретения. 1990. Вып. 38.
- [7] Masunov E.S., Polozov S.M. // NIM A. 2006. Vol. 558. P. 184–187.