

01;09;10

## Ускорение и фокусировка интенсивных ионных пучков в высокочастотных структурах с использованием ондуляторов

© Э.С. Масунов, С.М. Полозов

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

(Поступило в Редакцию 28 июня 2004 г.)

Рассматриваются особенности группировки, ускорения и поперечной фокусировки интенсивных ионных пучков в линейном ондуляторном ускорителе (ЛОУ). Особенностью данного типа ускорителя является отсутствие в системе синхронной с пучком пространственной гармоник ВЧ поля. В гладком приближении получено трехмерное уравнение движения в гамильтоновой форме, сформулированы в общем виде условия ускорения и поперечной фокусировки ионных пучков в ЛОУ. Основные результаты аналитического исследования сравниваются с результатами численного моделирования динамики пучка в полигармоническом поле ускоряющего резонатора.

### Введение

Одной из важнейших задач современной ускорительной физики является создание линейных ускорителей ионов на малые энергии с повышенной интенсивностью пучков. Такие ускорители необходимы как для научных исследований, так и для применения в промышленности и энергетике. Наибольшую сложность представляет разработка ускорителя-группирователя, предназначенного для формирования и ускорения легких ионов в диапазоне энергий от 50–150 keV до 1–3 MeV с током пучка в несколько десятков или сотен миллиампер при коэффициенте токопрохождения, близком к единице. При ускорении пучков высокой интенсивности существенно влияние собственного поля объемного заряда пучка, особенно при небольших энергиях, и основная трудность состоит в обеспечении эффективной поперечной фокусировки. Использование внешних фокусирующих элементов при малой скорости частиц затруднено, поэтому поперечная и продольная устойчивость пучка должны обеспечиваться только за счет выбора специальной конфигурации полей в системе. В настоящее время широко распространены ускорители-группирователи с пространственно однородной квадрупольной фокусировкой (ПОКФ) [1] и с другими видами высокочастотной фокусировки (ВЧФ) [2,3]. В ускорителях с ПОКФ, разработанных в России и за рубежом, достигнуты максимальные для резонансных ускорителей токи пучка — 100–150 mA.

Дальнейшее увеличение тока в традиционных ВЧ ускорителях представляет большую сложность. Для этого требуется либо повышать предельную плотность тока пучка, что практически невозможно, либо увеличивать диаметр пучка, что в свою очередь требует увеличения апертуры канала. В качестве альтернативы традиционным системам могут служить ускорители ленточных пучков. У таких пучков размер в одном из поперечных направлений много больше размера в другом. Это позволяет, увеличив поперечное сечение пучка, снизить

плотность тока без уменьшения интенсивности, что облегчает транспортировку сильноточного пучка в канале ускорителя.

Ранее было предложено и исследовано несколько типов ускорителей ленточных пучков (см. например, работы [4,5]), основанных на использовании различных типов высокочастотной фокусировки. Однако эти ускорители имеют ряд существенных недостатков, таких, например, как невысокая предельная плотность тока, необходимость использования очень больших (до 300 kV/cm) напряженностей ВЧ поля. В качестве другого варианта ускорения ленточных пучков было предложено использовать линейные ондуляторные ускорители (ЛОУ) [6–8]. В ЛОУ ускорение и фокусировку пучка можно реализовать в суммарном поле двух электромагнитных волн, несинхронных с пучком (в поле двух ондуляторов). Для ускорения ленточных пучков оказались пригодны ЛОУ с электростатическим ондулятором (UNDULAC-E) и

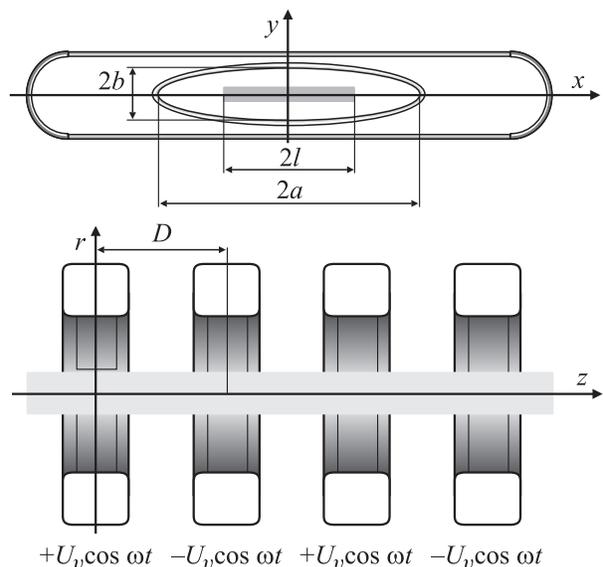


Рис. 1. Схема ЛОУ с высокочастотным ондулятором.

ЛОУ с высокочастотным ондулятором (UNDULAC—RF; рис. 1). В первом случае ускорение и фокусировка пучка возможны с использованием пространственной гармоника ВЧ поля и одной пространственной гармоника поля электростатического ондулятора. Во втором случае ускорение и фокусировка пучка реализуется при наличии двух и более несинхронных с пучком пространственных гармоник ВЧ поля периодического резонатора.

Целью данной работы являются подробный анализ трехмерной динамики ленточного пучка в высокочастотном ондуляторном ускорителе и изучение возможности ускорения сильноточных пучков в новом типе ускорителя.

## Уравнение движения в гладком приближении

Детальное исследование динамики в полигармоническом поле является сложной задачей. Наличие быстрых осцилляций и сильная зависимость компонент ВЧ поля от поперечных координат в ускорителе ленточного пучка не позволяет использовать обычное линейное приближение в разложении поля в приосевой области. По этой причине важной представляется разработка аналитических методов исследования динамики. Ранее в работах [6,7] было предложено исследовать динамику частиц в быстро осциллирующих полях аналитически с использованием метода усреднения (так называемое гладкое приближение). Там же были сформулированы необходимые условия применимости гладкого приближения при решении данной электродинамической задачи. Аналогично тому, как это было сделано в работе [7], представим ВЧ поле в плоской периодической резонаторной структуре в виде разложения по пространственным гармоникам, предполагая, что период структуры является медленно меняющейся функцией продольной координаты. В квазистатическом приближении потенциал ВЧ поля в щелевом канале можно представить в виде

$$U = \sum_{n=0}^{\infty} U_n(x, y) \cos\left(\int h_n dz + \alpha\right) \cos(\omega t), \quad (1)$$

где  $h_n = (\mu + 2\pi n)/D$  — продольное волновое число для  $n$ -й гармоники ВЧ поля,  $\mu$  — вид колебаний,  $D$  — период структуры.

Функция  $U_n(x, y)$  удовлетворяет уравнению

$$\Delta_{\perp} U_n = h_n^2 U_n \quad (2)$$

и определяет зависимость потенциала от поперечных координат. Здесь возможны два вида решений. Если функция  $U_n(x, y) \sim \text{ch}(h_{n,x}x)\text{ch}(h_{n,y}y)$ , то на оси канала ускорителя присутствует только продольная компонента напряженности электрического поля (продольный ондулятор,  $\alpha = 0$ ). Если  $U_n(x, y) \sim \text{ch}(h_{n,x}x)\text{sh}(h_{n,y}y)$ , то на оси канала ненулевыми являются только поперечные компоненты напряженности электрического поля

(поперечный ондулятор,  $\alpha = \pi/2$ ). Здесь  $h_{n,x}$  и  $h_{n,y}$  — поперечные волновые числа,  $h_{n,x}^2 + h_{n,y}^2 = h_n^2$ . Отношение  $h_{n,x}/h_{n,y}$  определяет форму поперечного сечения канала ускорителя. Зависимости компонент напряженности ВЧ поля от поперечных координат легко найти, используя соотношение  $E_n = -\nabla U_n$ .

Будем считать, что скорость пучка  $\beta$  сильно отличается от фазовой скорости всех гармоник поля  $\beta_n = \omega/ch_n$  ( $n = 0, 1, \dots$ ), но близка к скорости комбинационной волны, полученной при сложении  $n$ - и  $p$ -й гармоник  $\beta \approx \beta_v = 2\omega/c(h_p \pm h_n)$ . 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 меняющейся составляющей скорости  $v$ , уравнения движения может быть записано в гладком приближении, аналогично тому, как это сделано в работах [6,7],

$$\frac{d^2 R}{d\tau^2} = -\nabla U_{\text{ef}}, \quad (3)$$

где  $U_{\text{ef}}$  имеет смысл эффективной потенциальной функции, описывающей взаимодействие частиц с полигармоническим полем резонатора. Эта функция зависит только от медленно меняющихся поперечных координат  $R_{\perp} = (\rho, \eta)$ ,  $\rho = 2\pi x/\lambda$ ,  $\eta = 2\pi y/\lambda$  и медленно меняющейся фазы частицы в поле комбинационной волны  $\varphi_x = \int h_v dz - \omega t$ , где  $h_v = (h_p \pm h_n)/2$  — продольное волновое число для комбинационной волны, возникающей при сложении полей  $n$ -й и  $p$ -й гармоник. Далее введем безразмерные амплитуды гармоник ВЧ поля  $e_i = e\lambda E_i/2\pi W_0$ , безразмерное время  $\tau = \omega t$ , безразмерную продольную координату  $\xi = 2\pi z/\lambda$  ( $\lambda$  и  $\omega$  — длина волны и частота ВЧ поля,  $W_0$  — энергия покоя ускоряемого иона,  $e$  — заряд частицы). Тогда эффективная потенциальная функция имеет следующий вид [7]:

$$U_{\text{ef}} = U_1 + U_2 + U_3. \quad (4)$$

Член

$$U_1(\rho, \eta) = \frac{1}{16} \sum_n e_n^2 ((\Delta_{n,y}^-)^{-2} + (\Delta_{n,v}^+)^{-2})$$

в уравнении (4) отвечает за поперечную фокусировку, а слагаемые

$$U_2 = \frac{1}{16} \left( \sum_{h_p - h_n = 2h_v} e_n e_p (\Delta_{p,v}^-)^{-2} + \sum_{h_n - h_p = 2h_v} e_n e_p (\Delta_{n,y}^-)^{-2} \right) \cos(2\varphi_v)$$

и

$$U_3 = \frac{1}{16} \sum_{h_p + h_n = 2h_v} (e_{z,n} e_{z,p} - e_{\perp,n} e_{\perp,p}) (\Delta_{n,v}^-)^2 \cos(2\varphi_v + 2\alpha_n)$$

— за ускорение частиц в продольном направлении и поперечную дефокусировку пучка. Здесь  $\Delta_{n,v}^{\pm} = (h_n \pm h_v)/h_v$ .

Полученное выражение для эффективной потенциальной функции позволяет назвать гамильтонианы системы „пучок—комбинационная волна“ в гладком приближении

$$\frac{1}{2} \left( \frac{dR}{d\tau} \right)^2 + U_{\text{ef}} = H. \quad (5)$$

Уравнение движения, записанное в форме (3) позволяет достаточно просто провести анализ как продольного, так и поперечного движения частиц, найти условия поперечной фокусировки, частоты поперечных и фазовых колебаний частиц пучка, а также связь продольного и поперечного движений. Заметим, что интересной особенностью ЛОУ с ВЧ ондулятором является то, что период модуляции пучка в два раза меньше периода ВЧ поля.

## Анализ динамики ионного пучка в ЛОУ с продольным полем

Как уже было сказано выше, гладкое приближение можно использовать, если мало отношение амплитуды быстрых осцилляций скорости к медленно меняющейся скорости частицы. Для низкоэнергетических ионных пучков это условие всегда выполняется. Эффективное ускорение пучка возможно, если медленно меняющаяся скорость частиц близка к фазовой скорости комбинационной волны, но существенно отличается от фазовой скорости ближайшей гармоники ВЧ поля.

Рассмотрим простейший случай, когда в системе присутствует только две пространственные гармоники ВЧ поля ( $n = 0$  и  $n = 1$ ). В дальнейшем удобно ввести понятие равновесной частицы, у которой усредненная скорость  $\beta_x$  равна скорости  $\beta_v$ . В ЛОУ с полем для колебаний  $\mu = \pi$  продольные волновые числа равны  $h_0 = \pi/D$ ,  $h_1 = 3\pi/D$ ,  $h_s = 2\pi/D$ , скорость  $\beta_v = D/\lambda$ , а  $U_{\text{ef}}$  в системе координат, движущейся со скоростью  $\beta_v$ , можно записать в следующем виде:

$$U_{\text{ef}} = 1/4 \left\{ 10/9 e_0^2 + 26/25 e_1^2 + 2(e_{0z} e_{1z} - e_{0\perp} e_{1\perp}) \times [\sin(2\varphi_s + 2\psi + 2\alpha) + 2\psi \cos(2\varphi_s)] \right\}. \quad (6)$$

Здесь  $\varphi_s$  — фаза равновесной частицы, а  $\psi = \varphi - \varphi_x$ . В резонаторе с продольным ВЧ полем для колебаний  $\mu = 0$  волновые числа основной и первой гармоник ВЧ поля и комбинационной волны равны соответственно  $h_0 = 0$ ,  $h_1 = 2\pi/D$ ,  $h_s = \pi/D$ . В этом случае  $\beta_v = 2D/\lambda$ . Соответственно эффективная потенциальная функция может быть записана так:

$$U_{\text{ef}} = 1/8 \left\{ e_0^2 + 5/9 e_1^2 + e_0 e_1 [\cos(2\varphi_s + 2\psi) + 2\psi \sin(2\varphi_s)] + (e_{0z} e_{1z} - e_{0\perp} e_{1\perp}) \times [\cos(2\varphi_s + 2\psi + 2\alpha) + 2\psi \sin(2\varphi_s)] \right\}. \quad (7)$$

Аналогично можно найти  $U_{\text{ef}}$  для ВЧ ондуляторов с поперечным полем.

Используя найденные выражения для эффективных потенциальных функций (6) или (7), приходим к уравнению для определения прироста скорости для осевых частиц в поле комбинационной волны

$$\frac{d\beta}{d\tau} = e_{\text{ef}} \sin 2\varphi, \quad (8)$$

где  $e_{\text{ef}} = v \cdot e_0 \cdot e_1 / \beta_s$  — эффективная амплитуда в поле комбинационной волны,  $v = 1$  при  $\mu = \pi$  и  $v = 1/2$  при  $\mu = 0$ .

Рассмотрим вначале динамику в ЛОУ с продольным полем для колебаний  $\mu = \pi$ . Будем полагать, что амплитуды гармоник ВЧ поля  $e_0$  и  $e_1$ , 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  $E_{0,1}^e = E_{0,1}(z = 0)$ . На участке ускорения  $\varphi_s$ ,  $E_0$  и  $E_1$  постоянны. Закон изменения скорости равновесной частицы в поле комбинационной волны вдоль оси ускорителя определяется из уравнения

$$\frac{d\beta_s^2}{d\tau} = 2e_0(\xi)e_1(\xi) \sin 2\varphi_s(\xi). \quad (8a)$$

Решая это уравнение, можно легко найти закон изменения периода структуры  $D = \beta_s \lambda$  и фазовых скоростей нулевой  $\beta_{0,s} = 2\beta_s$  и первой  $\beta_{1,s} = 2\beta_s/3$  гармоник ВЧ поля в резонаторе.

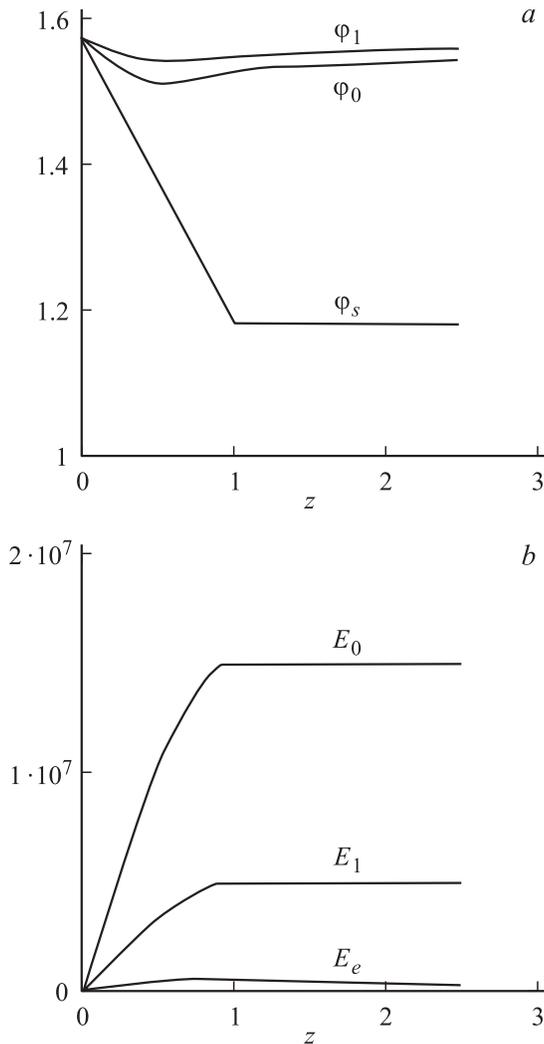
На рис. 2 показаны графики зависимости фазы равновесной частицы  $\varphi_s$  (рис. 2, а), а также амплитуд  $E_0$  и  $E_1$  гармоник ВЧ поля и амплитуды комбинационной волны  $E_{\text{ef}}$  (рис. 2, б) от продольной координаты. Расчет проводился для пучка ионов дейтерия при следующих параметрах:  $E_0 = 150 \text{ kV/cm}$ ,  $\chi = E_1/E_0 = 0.3$ , энергия инжекции  $W_{\text{in}} = 150 \text{ keV}$  ( $\beta_{s,\text{in}} = 0.013$ ), длина ускорителя  $L = 2.5 \text{ m}$ , длина участка группировки  $L_{\text{gr}} = 1 \text{ m}$ .

Если бы скорость пучка была близка к фазовой скорости нулевой гармоники, то в поле этой гармоники синхронная фаза была бы равна  $\varphi_{0,s}$ . В другом крайнем случае, когда скорость пучка близка к  $\beta_{1,s}$ , синхронная фаза частицы в поле первой гармоники была бы равна  $\varphi_{1,s}$ . Как видно из рис. 2, величины  $\varphi_{0,s}$  и  $\varphi_{1,s}$  слабо меняются в зависимости от  $z$ .

Уравнение (8) позволяет найти сепаратрисы для осевых частиц и тем самым определить границу возможных скоростей частиц, которые могут быть захвачены в режим ускорения,

$$(\beta - \beta_s)^2 = e_0 \cdot e_1 \cdot v \cdot \left( -(\cos 2\varphi + \cos 2\varphi_s) + (m\pi - 2\varphi_s - 2\varphi) \sin 2\varphi_s \right). \quad (9)$$

Отметим, что для комбинационной волны следует рассматривать два диапазона фаз:  $-\pi < \varphi < 0$  и  $0 < \varphi < \pi$ .

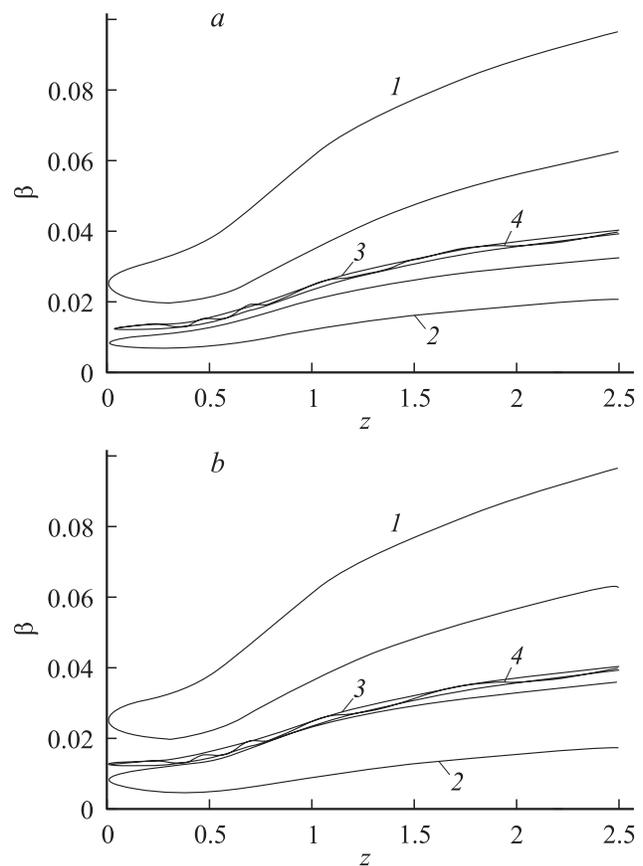


**Рис. 2.** Зависимости фазы равновесной частицы и синхронных фаз гармоник ВЧ поля (а), а также амплитуд гармоник ВЧ поля и комбинационной волны (б).

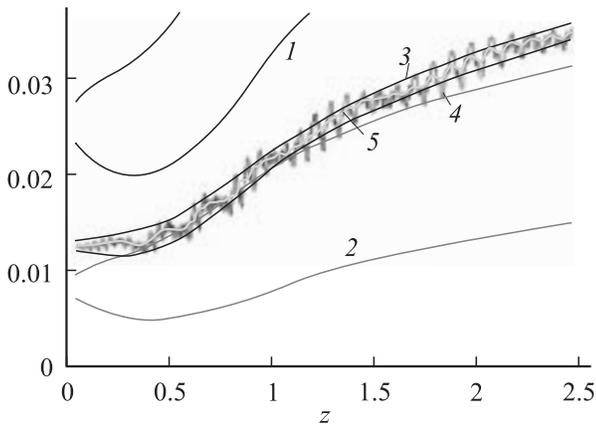
При этом для фаз в диапазоне  $0 < \varphi < \pi$   $m = 1$ , а в диапазоне  $-\pi < \varphi < 0$   $m = 3$ .

При увеличении амплитуды комбинационной волны и уменьшении  $\varphi_s$  вертикальный (по  $\beta$ ) и горизонтальной (по  $\varphi$ ) размеры сепаратрисы меняются. На рис. 3 приведено изменение максимального вертикального размера сепаратрисы комбинационной волны в гладком приближении в зависимости от продольной координаты  $z$  (кривая 1) для двух случаев, когда  $\chi = 0.3$  (а) и 0.6 (б). Здесь же показаны аналогичные кривые, полученные при условии взаимодействия пучка только с нулевой гармоникой ВЧ поля (т.е. в предположении, что скорость  $\beta$  близка к  $\beta_{0,s}$ ; кривая 2) и при условии, что  $\beta$  близка к  $\beta_{1,s}$  (кривая 3). На рис. 3 кривая 4 показывает зависимость продольной скорости частицы пучка от  $z$ , рассчитанной в гладком приближении. Следует отметить, что в гладком приближении фазовые траектории всех частиц, захваченных в режим ускорения, всегда находятся внутри сепаратрисы комбинационной волны.

Потери небольшого числа частиц и выход их из режима ускорения могут быть связаны только с нарушением условий адиабатичности при быстром изменении фазовой скорости и амплитуды комбинационной волны в процессе группировки пучка. Однако реальные потери частиц могут быть вызваны и другими причинами. Из рисунка видно, что при большой амплитуде первой гармоники (при  $E_0 = 150$  кВ/см  $\chi$  должно быть больше 1/3) в средней части участка группировки могут возникать условия, при которых происходит частичное или полное перекрытие сепаратрис комбинационной волны и первой гармоники ВЧ поля. При малых отношениях амплитуд основной и первой гармоник ВЧ поля ( $\chi < 0.3$ ) быстрые колебания продольной скорости частиц могут значительно превышать вертикальный размер сепаратрисы (рис. 4, кривые 1–3). На рис. 4 показаны продольная скорость с учетом быстрых осцилляций (кривая 4) и результат ее усредненная (кривая 5). Если даже сепаратрисы не перекрываются, в некоторый момент времени фазовая траектория частицы может оказаться внутри сепаратрисы первой гармоники ВЧ поля. Два описанных выше эффекта могут приводить к тому, что при некоторых  $z$  скорость частицы станет близка к фазовой скорости первой гармоники ВЧ поля. В этом случае метод усреднения, строго говоря, уже применять нельзя. Интересно отметить, что когда скорость частицы окажется близкой к фазовой скорости первой гармоники ВЧ поля, частица может быть перезахвачена и ускоряться уже в поле



**Рис. 3.** Изменение вертикальных размеров сепаратрис.



**Рис. 4.** Влияние первой гармоники ВЧ поля на динамику пучка.

первой гармоники и даже выйти из режима ускорения. Если учесть, что описанные эффекты проявляются при разных величинах  $\chi$ , то должно существовать некоторое оптимальное отношение амплитуд гармоник, при котором потери ускоряемых ионов будут минимальны.

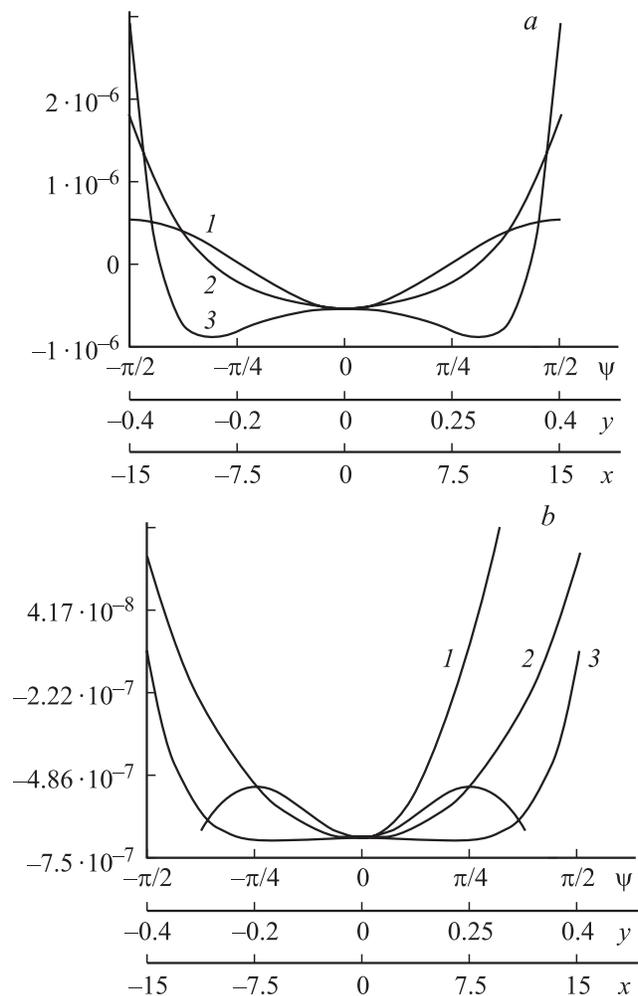
Более детальное сравнение результатов расчета динамики в гладком приближении и при точном численном моделировании в полном поле с последующим усреднением полученных результатов показало, что, хотя амплитуды медленных фазовых колебаний в этих двух случаях близки, при точном расчете их период всегда немного больше периода в гладком приближении. В связи с этим величина полного набега фазы продольных колебаний в гладком приближении отличается от реальной величины. Чем больше длина ускорителя, тем больше различие в набегах фаз. Причем если эта разница приближается к некоторой критической величине, то наблюдается быстрый выход частиц из режима ускорения.

Аналогичным образом можно рассмотреть динамику пучка и проанализировать фазовое движение частиц в ВЧ поле для колебаний  $\mu = 0$ . Фазовые скорости комбинационной волны и гармоник ВЧ поля в этом случае равны  $\beta_s = 2D/\lambda$ ,  $\beta_{0,s} = \infty$ ,  $\beta_{1,2} = \beta_s/2$ . Так же как и для вида колебаний  $\mu = \pi$ , при малой величине  $\chi$  амплитуда быстрых осцилляций скорости частицы значительно превышает размер сепаратрисы, рассчитанной в гладком приближении. При этом величина скорости не достигает сепаратрисы первой гармоники ВЧ поля. Так как разность между фазовыми скоростями комбинационной волны и первой гармоники ВЧ поля больше, чем при  $\mu = \pi$ . При больших  $\chi$  сепаратрисы оказываются перекрыты, хотя амплитуда осцилляций продольной скорости частиц при этом сравнительно невелика. Поэтому можно предположить, что влияние первой гармоники ВЧ поля на продольное движение меньше при тех же  $\chi$ , чем в поле для колебаний  $\mu = \pi$ .

Полученное выше выражение для трехмерной эффективной потенциальной функции позволяет найти в

гладком приближении и условия поперечной устойчивости частиц в ЛОУ. Действительно, наличие абсолютного минимума  $U_{ef}$  соответствует реализации условий одновременно продольной и поперечной устойчивости пучка. В простейшем приосевом приближении ( $h_x^*x \ll 1$  и  $h_y y \ll 1$ ) условия поперечной фокусировки можно получить аналитически. При этом не сложно показать, что для ЛОУ с полем на виде колебаний  $\mu = \pi$  абсолютный минимум существует при любом отношении амплитуд гармоник  $\chi$ . В то же время для ЛОУ с ВЧ полем на виде колебаний  $\mu = 0$  фокусировка частиц вблизи оси имеет место только при  $\chi \geq 2$ . Последний результат связан с тем, что в этом случае за поперечную фокусировку частиц отвечает только первая гармоника ВЧ поля. Если рассматривать динамику при больших поперечных размерах пучка в нелинейном приближении, поперечную фокусировку пучка можно реализовать и при меньших величинах  $\chi$ .

На рис. 5 для ЛОУ с ВЧ полем на виде колебаний  $\mu = \pi$  показаны сечения  $U_{ef}(0, 0, \psi)$  при  $x = 0$ ,  $y = 0$  (кривая 1),  $U_{ef}(0, y, 0)$  при  $x = 0$ ,  $\psi = 0$  (кривая 2),  $U_{ef}(x, 0, 0)$  при  $y = 0$ ,  $\psi = 0$  (кривая 3). Рисунок построен при  $E_0 = 150 \text{ kV/cm}$ ,  $\chi = 0.6$ ,  $\varphi_s = \pi/2$ ,  $\beta_s = 0.013$ ,



**Рис. 5.** Сечения эффективной потенциальной функции.

$h_x/h_y = 1/23$ , что соответствует началу участка группировки ( $a$ ) и  $\varphi_s = 3\pi/8$ ,  $\beta_s = 0.018$  ( $b$ ), т.е. в конце группирователя. Видно, что в начале участка группировки  $U_{ef}$  имеет два локальных минимума и один максимум по оси  $x$ . В дальнейшем с ростом скорости частиц эти особенности сглаживаются и  $U_{ef}$  имеет абсолютный минимум. Присутствие промежуточного максимума не приводит к существенному перераспределению плотности частиц в пучке, так как поперечные колебания частиц в направлении ширины ленты совершаются с малой частотой: при длине ускорителя 2.5 м происходит менее одного колебания.

Более подробные исследования показали, что поперечная фокусировка в ЛОУ с продольным ондулятором на виде колебаний  $\mu = 0$  является менее эффективной, чем при  $\mu = \pi$ , и поэтому не представляет реального интереса.

### Анализ динамики ионного пучка в ЛОУ с поперечным полем

Отличительной особенностью ЛОУ с поперечным высокочастотным ондулятором является то, что продольное ускорение здесь реализуется при наличии на оси ускорителя только поперечных ВЧ полей. В этом случае нельзя рассматривать динамику пучка только в присоединенной области. Эффективный потенциал  $U_{ef}$  по виду аналогичен предыдущему случаю. Гамильтониан в четырехмерном фазовом пространстве (пренебрегая движением частиц в направлении плоскости ленты  $x$ ) определяет связь между продольной и поперечной скоростями и координатами частиц

$$(\beta - \beta_s)^2 + \beta_y^2 = v/4(k_0 e_0^2 + k_1 e_1^2) + e_0 \cdot e_1 \cdot v \cdot (2\text{ch}(2h_{y,y}) \cos(2\varphi_s + 2\psi) + 2\psi \sin(2\varphi_s)). \quad (10)$$

Здесь  $k_0 = 1$ ,  $k_1 = 5/9$  для вида колебаний  $\mu = 0$ ;  $k_0 = 10/9$ ,  $k_1 = 26/25$  для вида колебаний  $\mu = \pi$ . В предположении, что  $\beta_y \ll |\beta - \beta_s|$ , легко найти проекцию четырехмерного фазового объема на фазовую плоскость  $(\beta, \varphi)$  и определить условия захвата частиц в режим ускорения. Оценки показывают, что амплитуды быстрых осцилляций продольной скорости и фазы малы по сравнению с аналогичными величинами в продольном ондуляторе. При рассмотрении продольного движения в поперечном ВЧ ЛОУ достаточно ограничиться гладким приближением. Из расчета следует, что коэффициент токопрохождения для обоих видов колебаний составляет в гладком приближении 85–90%. Все потери частиц в этом случае вызваны нарушением условия адиабатичности.

Условия поперечной фокусировки в гладком приближении и особенности поведения  $U_{ef}$  для ЛОУ с поперечным полем для обоих видов колебаний аналогичны найденным выше для ЛОУ с продольным полем. Из-за поперечного характера взаимодействия частиц с полем

в данном типе ЛОУ быстрые осцилляции скоростей и координат частиц оказывают большое влияние на поперечное движение пучка. Они приводят к увеличению эффективного приведенного поперечного эмиттанта пучка при ускорении (примерно в три–четыре раза), что при ограниченном размере апертуры канала снижает коэффициент токопрохождения пучка.

### Результаты численного моделирования динамики в ЛОУ

Для проверки результатов аналитического исследования динамики пучка в ЛОУ с высокочастотным ондулятором и для нахождения предельного тока пучка было проведено численное моделирование динамики с учетом влияния собственного поля пучка. Основные параметры ускорителя и результаты численного моделирования динамики в ЛОУ с высокочастотным ондулятором приведены в таблице.

Рассмотрим вначале результаты расчетов в ЛОУ с продольным ВЧ полем для колебаний  $\mu = \pi$ . Численное моделирование динамики ионов дейтерия в гладком приближении показало, что при длине ускорителя  $L = 2.5$  м и эффективной амплитуде комбинационной волны равна  $E_{ef} = e\lambda E_0 E_1 / (2\pi W_0 \beta_{in}) = 30$  кВ/см, энергия пучка на выходе ускорителя составляет 1.3–1.5 МэВ, а коэффициент токопрохождения может достигать  $K_T = 90\%$ . Потери частиц вызваны нарушением условий адиабатичности и могут быть уменьшены путем специального выбора функций изменения  $\varphi_s(\xi)$  и амплитуды комбинационной волны в процессе группировки пучка. На одном периоде ВЧ поля образуются два сгустка, это было видно и из рис. 3. При моделировании динамики пучка в полном поле найдено, что коэффициент токопрохождения пучка  $K_T$  значительно снижается из-за быстрых осцилляций скоростей и координат частиц. Оказалось, что максимальное значение  $K_T = 60\%$ . При этом  $K_T$  существенно зависит от отношения амплитуд основной и первой гармоник ВЧ поля  $\chi$ . Этот результат подтверждает сделанный при аналитическом исследовании вывод о существовании оптимальной величины  $\chi$ . В рассматриваемом варианте оптимальное значение  $\chi = 0.3–0.4$ . Такое отношение амплитуд гармоник достаточно просто реализовать. Оптимальная длина группирователя примерно равна половине длины ускорителя.

Предельный размер сечения пучка в этом типе ЛОУ равен  $5 \times 0.3$  м<sup>2</sup>, при этом предельный ток  $I_{max} = 200–250$  мА (предельная плотность тока не превышает  $J_{max} = 0.12$  А/см<sup>2</sup>). Приведенный эффективный эмиттанс пучка при ускорении растет примерно в два раза, но этот рост меньше, чем увеличение пропускной способности на участке группировки. Поперечный размер пучка увеличивается слабо. Образование ореола не происходит. Максимальный эмиттанс пучка, рассчитанный с помощью численного моделирования, хорошо согласуется с найденной аналитически величиной аксептанта канала.

Основные параметры ЛОУ с высокочастотным ондулятором

Параметры	Продольный ондулятор	Поперечный ондулятор
Длина ускорителя $L$ , м	2.5	
Энергия инъекции ионов дейтерия $W_{in}$ , keV( $\beta_{in}$ )	100(0.01)	
Амплитуда нулевой гармоники ВЧ поля $E_0^1$ , kV/cm	200	210
Амплитуда первой гармоники ВЧ поля $E_1$ , kV/cm	80	70
Отношение длины участка группировки к длине ускорителя	0.5	0.5
Размер канала ЛОУ, см	$10 \times 0.7$	$10 \times 0.8$
Начальный размер пучка, см <sup>2</sup>	$5 \times 0.3$	$7 \times 0.3$
Отношение поперечных волновых чисел $h_x/h_y$	1/25	
Максимальный поперечный и продольный начальный эмиттанс		
$\epsilon_x$ , mm · mrad	$30\pi$	$30\pi$
$\epsilon_y$ , mm · mrad	$0.7\pi$	$0.06\pi$
$\epsilon_\varphi$ , keV · mrad	25	40
Максимальный поперечный и продольный аксептанс		
$A_x$ , mm · mrad	$60\pi$	$60\pi$
$A_y$ , mm · mrad	$2\pi$	$2.5\pi$
$A_\varphi$ , keV · mrad	40	40
Максимальная плотность тока $J_{max}$ , A/cm <sup>2</sup>	0.12	
Максимальный ток пучка $I_{max}$ , А	0.2–0.25	0.3–0.35
Коэффициент токопрохождения $K_T$ , %	60	65
Максимальная энергия пучка $W_{max}$ , MeV ( $\beta_{max}$ )	1.2–1.5 (0.034–0.04)	

Результаты численного моделирования динамики в ЛОУ с поперечным ВЧ полем и видом колебаний  $\mu = \pi$  незначительно отличаются от рассмотренного выше случая. Предельный поперечный размер пучка оказался несколько больше, чем для ЛОУ с продольным ВЧ полем:  $7 \times 0.3 \text{ м}^2$ . При этом  $K_T = 65\%$  и оптимальное значение  $\chi = 0.3–0.4$ . Максимальный ток пучка в этом типе ЛОУ также больше, чем в ЛОУ с продольным ВЧ полем, и составляет 300–350 мА. Интересной особенностью ЛОУ с поперечным ВЧ ондулятором является отсутствие потерь частиц из-за продольного движения при группировке пучка.

Для ЛОУ с продольным и поперечным ВЧ ондуляторами с полем для колебаний  $\mu = 0$  коэффициент токопрохождения при  $\chi < 1$  оказался небольшим — максимальная величина для продольного поля  $K_T = 30–35\%$ , для поперечного поля — не более 10%. Этот результат подтверждает вывод о недостаточной эффективности поперечной фокусировки в этом типе ЛОУ. Этот вариант ЛОУ может быть использован только при специальном выборе геометрии периода канала ускорителя, позволяющем получить  $\chi > 1$ . Максимальная энергия пучка составляет 0.9–1.1 MeV при длине ускорителя 2.5 м. Из-за низкого коэффициента токопрохождения оценка предельного тока для данного типа ЛОУ не проводилась.

## Заключение

Подводя общий итог, связанный с анализом динамики в высокочастотном ЛОУ, следует сделать важный вывод о том, что новый тип ускорителя может быть эффек-

тивно использован для формирования, группировки и ускорения сильноточных ионных пучков. ЛОУ с полем для колебаний  $\mu = \pi$  позволяет ускорять ленточные ионные пучки до энергии около 1.5 MeV при высоком темпе ускорения. Предельный ток пучка здесь может достигать 350 мА. Темп ускорения и предельный ток выше, чем в традиционном ускорителе с ПОКФ. Хотя коэффициент токопрохождения в рассматриваемом случае не превышает 65%, он может быть существенно увеличен с помощью специальных методов оптимизации функций изменения фазы равновесной частицы и амплитуды поля в группирователе.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 04-01-16667).

## Список литературы

- [1] И.М., Тепляков В.А. // ПТЭ. 1970. № 2. С. 19.
- [2] Ткалич В.С. // ЖЭТФ. 1957. Т. 32. С. 625.
- [3] Масунов Э.С., Виноградов Н.Е. // ЖТФ. 2001. Т. 71. Вып. 9. С. 79–85.
- [4] Danilov V.D., Iliin A.A., Batygin Yu.K. // Proc. EPAC'92. Vol. 1. С. 569–571.
- [5] Masunov E.S., Polozov S.M., Vinogradov N.E. // Problems of Atomic Science and Technology. 2001. N 5. P. 71–73.
- [6] Масунов Э.С. // ЖТФ. 1990. Т. 60. Вып. 8. С. 152–157.
- [7] Масунов Э.С. // ЖТФ. 2001. Т. 71. Вып. 11. С. 85–91.
- [8] Масунов Э.С., Полозов С.М. // Сб. трудов ВДО. СПб.: Изд-во НИИХ, 2002. С. 176–185.