

04;10
©1995 г.

НЕЛИНЕЙНЫЕ ВОЛНОВЫЕ ПРОЦЕССЫ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ СИЛЬНОТОЧНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА В ПУЧКОВОМ ИОННОМ ОНДУЛЯТОРЕ

Ю.Я.Голубь, Н.Е.Розанов

Московский радиотехнический институт РАН,
113519, Москва, Россия
(Поступило в Редакцию 3 ноября 1994 г.)

Проводится исследование влияния волновых (нестационарных) процессов на работу пучкового ионного ондулятора, образованного инжектируемым соосно с релятивистским электронным пучком нерелятивистским ионным пучком в продольном магнитном поле. Методом численного моделирования изучено развитие двух наиболее опасных аксиально-симметричных неустойчивостей в двухпучковой электронно-ионной системе. Показано, что, несмотря на ухудшение характеристик статических колебаний электронного пучка, неустойчивости не срывают работу пучкового ионного ондулятора. Найдено, что с точки зрения получения большого числа колебаний с заметной амплитудой существуют оптимальные значения таких параметров системы, как ток электронного пучка, плотность ионного пучка и величина продольного магнитного поля.

Введение

Для генерации электромагнитного излучения в лазерах на свободных электронах (ЛСЭ) используется ондулятор — устройство для раскачки поперечных колебаний электронного пучка. Наиболее часто им служит магнитная система, создающая периодические (или квазипериодические) распределения магнитного поля вдоль направления распространения пучка. В качестве безмагнитного устройства такого типа в последнее время исследуются ионные ондуляторы [1–8]. Принцип их действия состоит в раскачке поперечных колебаний электронного пучка при инжекции в область с нескомпенсированным зарядом ионов. В работе [1] ондулятор представляет собой неподвижный ионный канал с периодически меняющейся вдоль продольной координаты плотностью, создающий периодическую радиальную силу. В работе [2] рассмотрен ионный канал с однородной плотностью, в котором

электроны пучка совершают поперечные колебания при неравновесной инжекции. Сравнение характеристик ЛСЭ на ионном ондуляторе с мазером на циклотронном резонансе и с ЛСЭ на магнитостатическом ондуляторе проведено в [3,4]. В работах [5-7] в качестве ионного ондулятора рассмотрена плазма с периодически меняющейся в одном из направлений пространства плотностью, электроны которой вытеснены зарядом сильноточного электронного пучка (СЭП). Для создания поперечной силы со стороны остающегося ионного фона пучок инжектируется под углом к направлению неоднородности плазмы. В качестве ондулятора, способного работать в принципе в непрерывном режиме, в [8] рассмотрен пучковый ионный ондулятор (ПИОН), образованный инжектируемым соосно с СЭП пучком ионов. Такая возможность стационарного режима работы ПИОН связана с "выносом" из системы энергии колебаний ионов и заменой искаженной части ионного фона на новую при наличии направленной скорости пучка ионов. Исследование проведено с учетом собственных самосогласованных полей обоих пучков в статическом длинноволновом аксиально-симметричном случае.

В данной работе методом численного моделирования изучены нелинейные волновые (нестационарные) процессы, сопровождающие распространение СЭП в пучковом ионном ондуляторе. Исследована роль электронно-ионных неустойчивостей. Показано, что, несмотря на их развитие, возможно существование большого числа статических колебаний СЭП вдоль продольной координаты с заметной постоянной амплитудой.

Постановка задачи и основные уравнения

Рассматривается совместная динамика сильноточного релятивистского электронного и ионного пучков в вакууме в трубе дрейфа радиуса R_T в присутствии внешнего однородного продольного магнитного поля B_0 . Предполагается, что в системе установилось однородное по азимуту ($\partial/\partial\vartheta = 0$), периодическое во времени состояние, характеризующееся неоднородными по z и r распределениями пучков и коллективных полей (t — время; z, r и ϑ — цилиндрические координаты). Для описания пучков используем уравнения Власова для функций распределения электронов $f_e(t, z, r, p_{ze}, p_{re}, p_{\vartheta e})$ и ионов $f_i(t, z, r, p_{zi}, p_{ri}, p_{\vartheta i})$

$$\frac{\partial f_\alpha}{\partial t} + \frac{p_{z\alpha}}{m_\alpha \gamma_\alpha} \frac{\partial f_\alpha}{\partial z} + \frac{p_{r\alpha}}{m_\alpha \gamma_\alpha} \frac{\partial f_\alpha}{\partial r} + F_{z\alpha} \frac{\partial f_\alpha}{\partial p_{z\alpha}} + F_{r\alpha} \frac{\partial f_\alpha}{\partial p_{r\alpha}} + F_{\vartheta\alpha} \frac{\partial f_\alpha}{\partial p_{\vartheta\alpha}} = 0, \quad (1)$$

$\alpha = e, i$; $F_{\beta\alpha}$ — компоненты электромагнитных и неинерциальных сил; $\beta = z, r, \vartheta$; m_α — массы покоя частиц;

$$\gamma_\alpha = \sqrt{1 + \sum_{\beta} p_{\beta\alpha}^2 / (m_\alpha c)^2} \quad (2)$$

— релятивистские факторы частиц; c — скорость света.

При вычислении электрического и магнитного полей применяем уравнения для скалярного и трех компонент векторного потенциала $\varphi, A_z, A_r, A_\vartheta$ в низкочастотном длинноволновом пределе ($\partial^2/c^2 \partial t^2 \ll \Delta_\perp, \partial^2/\partial z^2 \ll \Delta_\perp$, где Δ_\perp — радиальная часть оператора Даламбера).

Представляя искомые периодические во времени (с частотой ω) функции φ , A_z , A_r , A_θ в виде

$$G(t, z, r) = \bar{G}(z, r) + \operatorname{Re} \left\{ \sum_j \tilde{G}_j(z, r) e^{ij\omega t} \right\}, \quad i = \sqrt{-1}, \quad (3)$$

подставляя их в уравнения для компонент потенциалов и интегрируя по временному периоду с весами 1 и $e^{-ij\omega t}$, получаем, например, для $\bar{\varphi}$ и $\tilde{\varphi}_j$

$$\begin{aligned} \Delta_r \bar{\varphi}(z, r) &= -\frac{4\pi}{T} \int_0^T N(t, z, r) dt, \\ \Delta_r \tilde{\varphi}(z, r) &= -\frac{8\pi}{T} \int_0^T N(t, z, r) e^{-ij\omega t} dt, \end{aligned} \quad (4)$$

где

$$\Delta_r = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial}{\partial r},$$

$T = 2\pi/\omega$, N — плотность заряда в системе.

Применяя метод макрочастиц, представляем каждый пучок в виде набора макрочастиц с постоянными и одинаковыми массами и зарядами. Далее, с учетом того что в качестве независимой переменной будет использоваться продольная координата z , представим зависимости плотностей заряда и тока от времени t , пространственных координат z , r и от координат макрочастиц t_l , r_l в виде [9]

$$N(t, z, r, t_l, r_l) = \sum_{\alpha=e,i} q_\alpha \frac{M_\alpha}{L_\alpha} \sum_{l=0}^{L_\alpha} \frac{\delta(r - r_l(z)) \delta(t - t_l(z))}{2\pi r_l(z) v_{z\alpha l}(z)}, \quad (5)$$

где $\delta(x)$ — дельта-функция; L_α и M_α — количество макрочастиц и частиц сорта α соответственно, проходящих за временной период через плоскость $z = \text{const}$; $v_{z\alpha l}$ — продольная скорость l -й макрочастицы; q_α — заряд частицы.

В случае пучков с однородными плотностями $n_{o\alpha}$ и продольными скоростями $v_{z\alpha}$ и с радиусами $a_{0\alpha}$ имеем $M_\alpha = n_{o\alpha} \pi a_{0\alpha}^2 v_{z\alpha} T$. Выражения для плотностей компонент токов j_β отличаются от (5) наличием множителей $v_{\beta\alpha l}(z)$ в правых частях.

После подстановки выражения (5) для N и аналогичных выражений для j_β в правые части (4) и в аналогичные уравнения для $\bar{A}_\beta(z, r)$ и $\tilde{A}_\beta(z, r)$, переходя от назависимой переменной t к z с помощью соотношения $dz = v_{z\alpha l}(z) dt$ и вводя безразмерные переменные, уравнения движения макрочастиц и уравнения для компонент потенциалов запишем в виде

$$\frac{dp_{z\alpha}}{d\xi} = K_\alpha \frac{\gamma_\alpha}{p_{z\alpha}} \left(-\varepsilon_z - \frac{p_{r\alpha}}{\gamma_\alpha} b_\theta + \frac{p_{\theta\alpha}}{\gamma_\alpha} b_r \right),$$

$$\begin{aligned} \frac{dp_{r\alpha}}{d\xi} &= K_\alpha \frac{\gamma_\alpha}{p_{z\alpha}} \left(-\varepsilon_\tau - \frac{p_{\vartheta\alpha}}{\gamma_\alpha} b_z + \frac{p_{z\alpha}}{\gamma_\alpha} b_\vartheta \right) + \frac{p_{\vartheta\alpha}^2}{\rho_\alpha p_{z\alpha}}, \\ \frac{dp_\alpha}{d\xi} &= \frac{p_{r\alpha}}{p_{z\alpha}}, \quad \frac{d\tau_\alpha}{d\xi} = \tilde{\omega} \frac{\gamma_\alpha}{p_{z\alpha}}, \\ \frac{dp_{\vartheta\alpha}}{d\xi} &= \frac{K_\alpha}{p_{z\alpha}} (p_{r\alpha} b_z - p_{z\alpha} b_r) - \frac{p_{\vartheta\alpha} p_{r\alpha}}{\rho_\alpha p_{z\alpha}}, \end{aligned} \quad (6)$$

$K_e = 1$, $K_i = -m_e Z_i / m_i$, Z_i — зарядовое число ионов,

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \rho \frac{\partial \bar{\psi}}{\partial \rho} = -\frac{1}{2} \sum_\alpha \left\{ \nu_\alpha Z_\alpha \sum_{l=0}^{L_\alpha} \frac{p_{zl}(0)}{\gamma_l(0)} \frac{\gamma_l(\xi)}{p_{zl}(\xi)} \frac{\delta(\rho - \rho_l(\xi))}{\rho_l(\xi)} \right\},$$

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \rho \frac{\partial \bar{\psi}_j}{\partial \rho} = - \sum_\alpha \left\{ \nu_\alpha Z_\alpha \sum_{l=0}^{L_\alpha} \frac{p_{zl}(0)}{\gamma_l(0)} \frac{\gamma_l(\xi)}{p_{zl}(\xi)} \frac{\delta(\rho - \rho_l(\xi))}{\rho_l(\xi)} \cdot \exp[-ij\tau_l(\xi)] \right\}. \quad (7)$$

Уравнения для компонент векторного потенциала \bar{a}_β и $\bar{a}_{\beta j}$ аналогичны. Они отличаются наличием множителей $v_{\beta\alpha l}(z)/c$ в правых частях и операторами

$$\left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \rho \frac{\partial}{\partial \rho} - \frac{1}{\rho^2} \right)$$

в левых частях уравнений для a_ρ и a_ϑ . В системе (6), (7) $p_{\beta\alpha}$ — нормированные на $m_\alpha c$ компоненты импульсов частиц. $\xi = z/R_T$, $\rho = r/R_T$, $\tau = \omega t$, $\nu_\alpha = \pi a_{\alpha 0}^2 n_{\alpha 0} e^2 Z_\alpha / m_e c^2$, $Z_\alpha = q_\alpha / e$, $\tilde{\omega} = \omega R_T / c$. В правых частях (6) ε_β и b_β — нормированные на $m_e c^2 / e R_T$ компоненты электрического и магнитного полей, которые находятся через нормированные на $m_e c^2 / e$ компоненты потенциалов $\bar{\psi}$, $\bar{\psi}_j$, \bar{a}_β и $\bar{a}_{\beta j}$ по формулам

$$\varepsilon_\beta(\tau, \xi, \rho) = -\nabla_\beta \left\{ \bar{\psi}(\xi, \rho) + \operatorname{Re} \left[\sum_j \bar{\psi}_j(\xi, \rho) e^{ij\tau} \right] \right\} - \operatorname{Re} \left[\sum_j ij\tilde{\omega} \bar{a}_\beta(\xi, \rho) e^{ij\tau} \right],$$

$$b_\beta(\tau, \xi, \rho) = \operatorname{rot}_\beta \left\{ \bar{\mathbf{a}}(\xi, \rho) + \operatorname{Re} \left[\sum_j ij\tilde{\omega} \bar{\mathbf{a}}(\xi, \rho) e^{ij\tau} \right] \right\} + b_{\beta 0},$$

$$b_{\beta 0} = (b_0, 0, 0), \quad b_0 = \frac{e B_0 R_T}{m_e c^2}. \quad (8)$$

Граничные условия для компонент потенциалов задаются в виде

$$\frac{\partial \bar{\psi}}{\partial \rho}(0) = \frac{\partial a_z}{\partial \rho}(0) = a_\vartheta(0) = a_\rho(0) = 0,$$

$$\psi(1) = a_z(1) = a_\vartheta(1) = \frac{\partial}{\partial \rho}(\rho a_\rho) \Big|_{\rho=1} = 0.$$

Они следуют из аксиальной симметрии системы, наличия проводящей трубы дрейфа с радиусом R_T и из калибровочного условия $\text{div } a = 0$. Параметры задачи следующие: $J_e, \gamma_{e0}, a_{e0}, a_{i0}, B_0, f \equiv n_{i0}/n_{e0}, p_{zi0}, \tilde{\omega}; K_i = -1/1836$. Начальные (при $\xi = 0$) условия $f_e(\tau, 0, \rho, p_{ze}, p_{re}, p_{\vartheta e}) = \eta(a_{e0} - \rho)\delta(p_{ze} - p_{ze0})\delta(p_{re} - 0)\delta(p_{\vartheta e} - p_{\vartheta e0}(\rho)), f_i(\tau, 0, \rho, p_{zi}, p_{ri}, p_{\vartheta i}) = \eta(a_{i0} - \rho)\delta(p_{zi} - p_{zi0})F(p_{ri}, p_{\vartheta i})$, где $\delta(x)$ — дельта-функция; $\eta(x)$ — единичная функция Хевисайда; $p_{ze0} = \sqrt{\gamma_{e0}^2 - 1}$; $p_{\vartheta e0}(\rho)$ — линейная по радиусу функция, описывающая равновесие типа “жесткого ротатора” [10] в отсутствие ионного фона, т.е. при $f \equiv 0$. Функция $F(p_{ri}, p_{\vartheta i})$ выбиралась двух видов. В первом она соответствовала равновесию ионного пучка типа “жесткого ротатора” в собственном и электронном радиальных электрических полях $F(p_{ri}, p_{\vartheta i}) = \delta(p_{re} - 0)\delta(p_{\vartheta e} - p_{\vartheta e0}(\rho))$. Во втором случае функция F описывала тепловое равновесие Владимирского–Капчинского [11]. Различия результатов для этих случаев обнаружено не было.

Результаты расчетов

Расчеты подтвердили, что при инжекции СЭП в ионный канал, образованный распространяющимися соосно с ним ионным пучком, электроны могут совершать вдоль продольной координаты стационарные радиальные колебания заметной амплитуды. При этом в случае пучков с первоначально однородной по радиусу плотностью осцилляции отдельных электронов почти изохронны, а пучок как целое колеблется по радиусу со слабо меняющейся амплитудой. На рис. 1,а показана зависимость среднеквадратичного радиуса СЭП [12] R_e , усредненного по временному периоду, от продольной координаты ξ , полученная в расчете со следующими параметрами: $J_e = 1$ кА, $\gamma_{e0} = 3, B_0 = 1$ кГс, $f = 2/9, p_{zi0} = 0.01, \tilde{\omega} = 0.0035, a_{i0} = a_{e0} = 0.8, R_T = 1.5$ см. На участке $\xi \leq 120$ видны колебания с постоянной амплитудой, которые и предполагается использовать для генерации электромагнитных волн. Характеристики их в стационарном режиме изучены в работе [8].

Влияние нестационарных эффектов приводит к тому, что начиная с дистанции $\xi = 120$ периодичность колебаний R_e нарушается вследствие развивающейся электронно-ионной неустойчивости. На рис. 1,б показаны зависимости от продольной координаты ξ действительной $\text{Re } \tilde{\psi}$ и мнимой $\text{Im } \tilde{\psi}$ частей скалярного потенциала $\tilde{\psi}$ в сечении $\rho = 0$. Виден участок роста (близкого к экспоненциальному) его амплитуды и стадия насыщения неустойчивости, когда амплитуда достигает максимального значения.

Анализ результатов моделирования показывает, что указанные процессы являются следствием развития в такой двухпучковой электронно-ионной системе циклотронно-фокусировочной неустойчивости (ЦФН) [13,14], обусловленной взаимодействием медленной циклотронной волны (МПВ) электронного пучка и быстрой ленгморовской волны ионного пучка. На фоне равновесного состояния двухпучковой системы она проявляется в экспоненциальном росте амплитуды, прежде всего радиальных колебаний электронов и продольных колебаний ионов. Насыщение ее обусловлено захватом ионов полем медленной циклотронной волны СЭП.

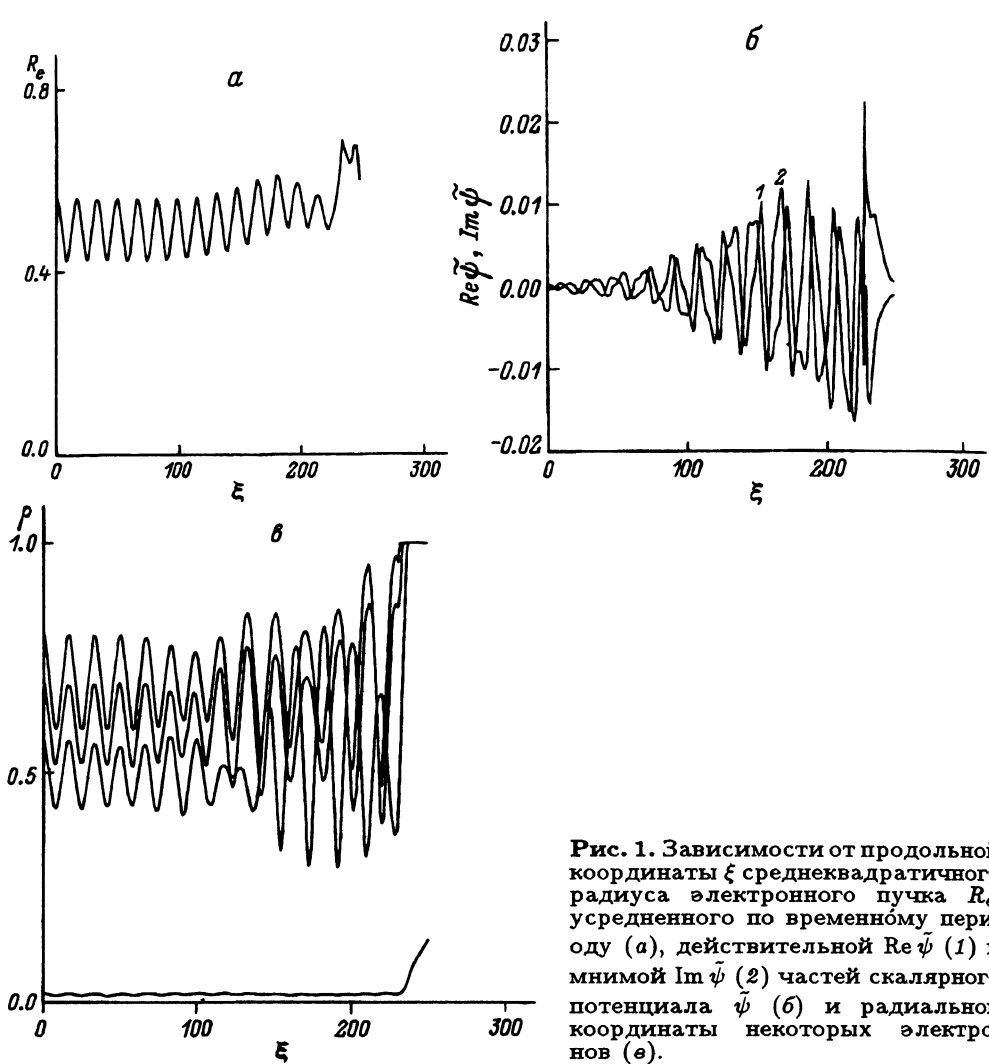


Рис. 1. Зависимости от продольной координаты ξ среднев квадратичного радиуса электронного пучка R_e , усредненного по временному периоду (а), действительной $Re\tilde{\psi}$ (1) и мнимой $Im\tilde{\psi}$ (2) частей скалярного потенциала $\tilde{\psi}$ (б) и радиальной координаты некоторых электронов (в).

Приведенные результаты расчетов показывают, что ПФН развивается и на фоне неравновесного состояния системы. Однако прекращение роста амплитуды неустойчивой волны при указанных параметрах системы связано не с захватом ионов, а с вылетом электронов на трубу дрейфа. На рис. 1, в приведены зависимости радиусов ряда электронов от продольной координаты ξ . Виден вылет трех электронов на трубу дрейфа (их радиус становится равным 1). Из расчета следует, что вылет начинается при $\xi \approx 190$. Заметим, что в данном расчете с целью наблюдения именно циклотронно-фокусировочной неустойчивости поперечная динамика ионного пучка была искусственно "заморожена", т. е. поперечные скорости ионов полагались тождественно равными нулю. Роль поперечного движения ионов изучена ниже.

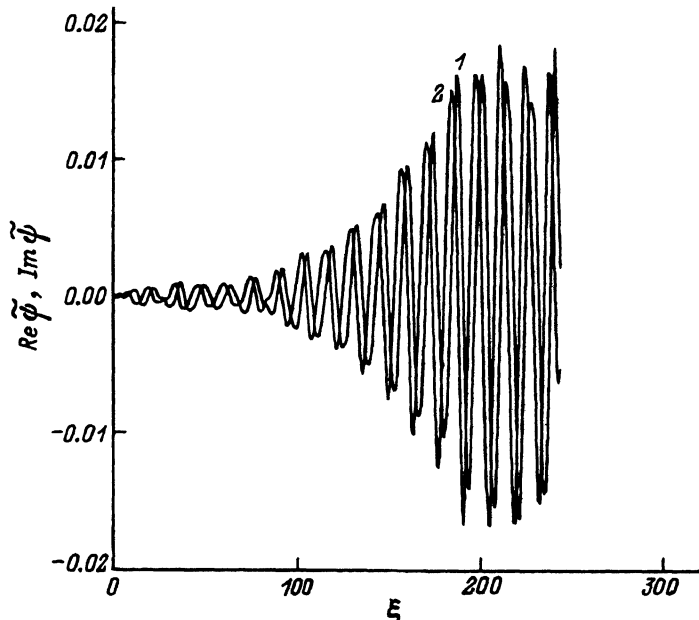


Рис. 2. Зависимости от ξ действительной $\text{Re } \tilde{\psi}$ (1) и мнимой $\text{Im } \tilde{\psi}$ (2) частей скалярного потенциала $\tilde{\psi}$.

При переходе к электронным пучкам с меньшим током и радиусом электроны дольше не попадают на трубу дрейфа и колебания СЭП сохраняют свою периодичность на большей дистанции. Более того, амплитуду их статических осцилляций, используемых для генерации электромагнитного излучения, можно увеличить за счет использования более плотного ионного пучка. На рис. 2 показаны зависимости $\text{Re } \tilde{\psi}$ и $\text{Im } \tilde{\psi}$ от ξ в сечении $\rho = 0$, полученные в расчете с параметрами $J_e = 0.5 \text{ кА}$, $\gamma_{e0} = 3$, $B_0 = 1 \text{ кГс}$, $f = 4/9$, $p_{z i 0} = 0.01$, $\tilde{\omega} = 0.006$, $a_{i 0} = a_{e 0} = 0.6$, $R_T = 1.5 \text{ см}$. Видно, что неустойчивость раскачивается до больших амплитуд потенциала. Однако пучок совершает 10–11 радиальных колебаний вдоль ξ с большой постоянной амплитудой. Насыщение ПФН в этом режиме связано с захватом ионов.

Моделирование с различными параметрами системы показало, что при увеличении тока СЭП J_e , плотности ионного пучка $f n_{e 0}$, а также при уменьшении магнитного поля B_0 амплитуда статических колебаний электронного пучка возрастает, что желательно с точки зрения их использования для генерации электромагнитных волн. Однако при увеличении J_e и f возрастают инкремент ПФН и амплитуда возбуждаемой нестационарной волны, что приводит к более быстрому нарушению периодичности статических колебаний СЭП вдоль оси z вследствие вылета электронов на трубу дрейфа. Уменьшение поля B_0 ведет к увеличению длины волны статических колебаний электронного пучка, так что их количество на заданной дистанции также уменьшается. Таким образом, существуют оптимальные с точки зрения работы ионного пучка в качестве ондулятора значения указанных параметров системы.

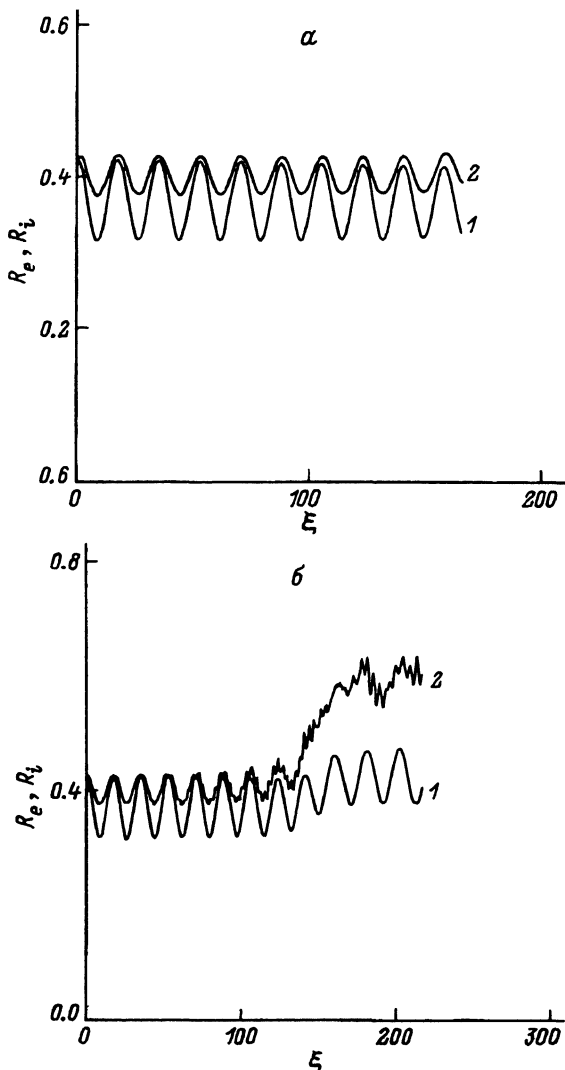


Рис. 3. Зависимости от ξ усредненных по временному периоду среднеквадратичных радиусов электронного R_e (1) и ионного R_i (2) пучков при относительно малой начальной амплитуде волны (а) и при большей в несколько раз начальной амплитуде (б).

В двухпучковой электронно-ионной системе помимо ЦФН возможно развитие еще одной сильной аксиально-симметричной неустойчивости, заметно влияющей на работу пучкового ионного ондулятора. Это аналог неустойчивости Будкера-Чирикова (НБЧ) [15,16]. Она обусловлена взаимодействием МЦВ электронного пучка и быстрой волны поперечных колебаний ионного пучка. Ее развитие на фоне равновесного состояния проявляется прежде всего в экспоненциальном росте амплитуд радиальных колебаний обоих пучков. Насыщается она вследствие изменения длины волны колебаний отдельных частиц с ростом их амплитуды и выходом пучков из резонанса.

Численное моделирование показало, что и при неравновесной инжекции пучков НБЧ может развиваться на фоне статических колебаний пучков, однако это не нарушает работу пучкового ионного ондулятора. На рис. 3,а показаны зависимости усредненных по времени среднеквадратичных радиусов электронного R_e и ионного R_i пучков от продольной координаты ξ , полученные в расчете с $J_e = 0.5$ кА, $\gamma_{e0} = 3$, $B_0 = 1$ кГс, $f = 2/9$, $p_{zi0} = 0.01$, $\tilde{\omega} = 0.02$, $a_{i0} = a_{e0} = 0.6$, $R_T = 1.5$ см. Видны 9 колебаний радиусов пучков с постоянной амплитудой. Можно убедиться, что учет поперечной динамики ионов привел к увеличению амплитуды статических колебаний R_e вследствие радиального движения ионного пучка [8], синхронного с колебаниями электронного пучка. Очевидно, что неустойчивости оказывают слабое влияние на статические колебания пучков на дистанции, зависящей, в частности, от начальной амплитуды неустойчивой волны. На рис. 3,б показаны зависимости $R_e(\xi)$ и $R_i(\xi)$ при большей в несколько раз начальной амплитуде волны. Видно, что нарушение периодичности колебаний пучков вдоль оси z происходит раньше. Мелкомасштабные вариации R_i соответствуют собственным колебаниям ионного пучка, крупномасштабные — вынужденным осцилляциям, обусловленным действием кулоновского поля СЭП.

При развитии неустойчивостей существенной может стать многомодовость системы по причине роста амплитуд нескольких волн, находящихся в полосе неустойчивости. На рис. 4 показаны зависимости от ξ действительных частей скалярного потенциала трех субгармоник $\text{Re } \tilde{\psi}_j$ $j = 1, 2, 3$, полученные в расчете с $J_e = 0.5$ кА, $\gamma_{e0} = 3$, $B_0 = 1$ кГс, $f = 2/9$, $p_{zi0} = 0.01$, $\tilde{\omega} = 0.0035/j$, $a_{i0} = a_{e0} = 0.6$, $R_T = 1.5$ см при

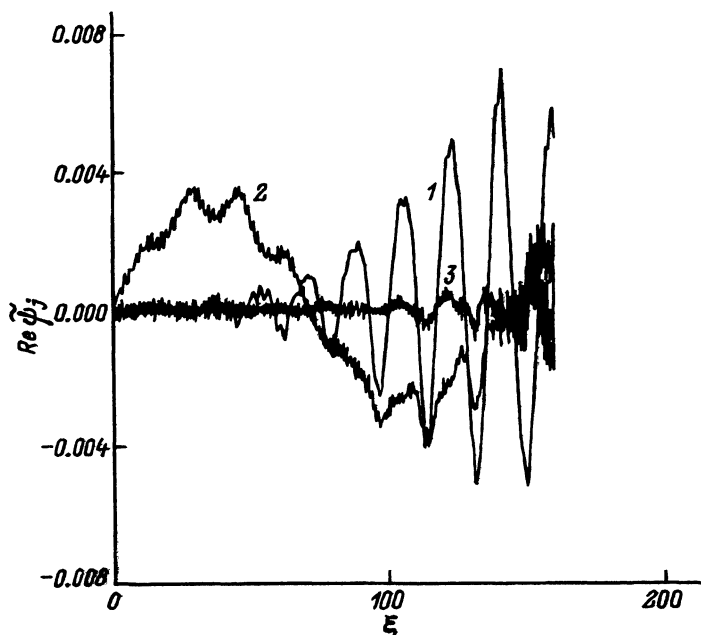


Рис. 4. Зависимости от продольной координаты ξ действительных частей скалярного потенциала $\text{Re } \tilde{\psi}_j$ трех субгармоник с $j = 1$ (1), 2 (2) и 3 (3).

$\rho = 0$. Виден рост амплитуды основной волны с $j = 1$, напоминающий экспоненциальный. Субгармоника с $j = 3$ на участке $50 < \xi < 150$ также растет почти экспоненциально, но с заметно меньшим инкрементом, чем у основной волны. У субгармоник с $j = 2$ видна однородная по ξ составляющая. Влияние субгармоник с $j = 2, 3$ на работу ПИОН сводится, как показывает анализ, к уменьшению числа периодических колебаний радиуса СЭП вдоль ξ от 8–9 (при учете одной волны с $j = 1$) до 6–7.

Расчеты с учетом сателлитов (т. е. волн с частотами, близкими к резонансной) также показали, что их влияние проявляется в уменьшении количества регулярных статических колебаний вдоль продольной координаты, совершаемых электронным пучком. Моделирование с одновременным учетом волн, попадающих в полосу неустойчивости Будкера–Чирикова и циклотронно-фокусировочной неустойчивости, подтвердили такой вывод.

Степень влияния возбуждаемых волн зависит от многих факторов: от количества учитываемых волн, от инкремента неустойчивости на частоте этих волн, а также от их начальных амплитуд. Чем больше количество учитываемых волн, тем, очевидно, влияние сильнее. Раскачка волн с частотами, лежащими вне полос неустойчивостей, менее опасна, чем неустойчивых волн. Чем меньше начальные амплитуды, тем дольше их влияние не сказывается на работе ионного ондулятора. Таким образом, требуется, чтобы неравновесная инжекция пучков была как можно более стационарной, так как любая зависимость от времени характеристик пучка на инжекторе является затравкой для пространственного развития неустойчивостей вдоль системы. Другим известным способом снижения роли неустойчивых волн является выбор параметров системы, при которых инкременты наиболее опасных неустойчивостей являются сравнительно небольшими. В приведенных результатах использовались среди прочих пучки с параметрами, удовлетворяющими этому критерию, точнее, чтобы СЭП совершал порядка 10 регулярных колебаний заметной амплитуды. Кроме того, характеристики параметров ионных пучков выбирались близкими к реально достижимым, например, с помощью тех же СЭП при использовании методов коллективного ускорения ионов [17].

Заключение

Исследованы нелинейные волновые нестационарные процессы, сопровождающие распространение сильноточного электронного пучка в пучковом ионном ондуляторе. Показано, что, несмотря на раскачку электронно-ионных неустойчивостей, возможно существование большого числа статических колебаний СЭП вдоль продольной координаты с большой постоянной амплитудой. Влияние нелинейных волн, генерируемых неустойчивостями, приводит к более быстрому (по сравнению со стационарным случаем) нарушению пространственной периодичности колебаний электронного пучка, которые предполагается использовать для генерации электромагнитных колебаний на механизме ЛСЭ. Существуют оптимальные значения таких параметров системы, как ток СЭП, плотность ионного пучка и величина продольного магнитного поля, с точки зрения получения большого числа колебаний электронного пучка с заметной амплитудой. С ростом

тока СЭП и (или) плотности ионов амплитуда их растет, но количество периодических осцилляций уменьшается. С увеличением внешнего продольного магнитного поля возрастает количество колебаний на фиксированной дистанции вследствие уменьшения их длины волны, но падает глубина модуляции электронного пучка.

Авторы выражают благодарность К.В.Ходатаеву за поддержку работы.

Список литературы

- [1] *Bosch R.A., Gildenbach R.M.* // Phys. Fluids. 1988. Vol. 31. N 10. P. 3127–3129.
- [2] *Whittum D.H., Sessler A.M.* // Phys. Rev. Lett. 1990. Vol. 64. N 21. P. 2511–2514.
- [3] *Chen K.R., Katsouleas T.C., Dawson J.M.* // IEEE Trans. on Plasma Sci. 1990. Vol. 18. N 5. P. 837–841.
- [4] *Chen K.R., Dawson J.M., Lin A.T., Katsouleas T.* // Phys. Fluids. B. 1991. Vol. 3. N 5. P. 1270–1278.
- [5] *Chen K.R., Dawson J.M.* // Phys. Rev. Lett. 1992. Vol. 68. N 1. P. 29–32.
- [6] *Chen K.R., Dawson J.M.* // Phys. Rev. A. 1992. Vol. 45. N 6. P. 4077–4090.
- [7] *Chen K.R., Dawson J.M.* // IEEE Trans. on Plasma Sci. 1993. Vol. 21. N 1. P. 151–155.
- [8] *Golub Yu.Ya., Rozanov N.E.* // Book Abstract. FEL'93. 15th Intern. FEL Conf. Naaga (Netherland), 1993. P. 110.
- [9] *Розанов Н.Е.* // Физика плазмы. 1989. Т. 15. № 5. С. 604.
- [10] *Левидсон Р.* Теория заряженной плазмы. М.: Мир, 1978. 215 с.
- [11] *Kapchinskij I.M., Vladimírskij V.V.* // Proc. Intern. Conf. on High Energy Accel. and Instr. CERN. 1959. P. 275.
- [12] *Lee E.P., Cooper R.K.* // Part. Accelerators. 1976. Vol. 68. N 1. P. 83–91.
- [13] *Индыкул В.П., Панченко И.П., Шапиро В.Д., Шевченко В.И.* // Письма в ЖЭТФ 1974. Т. 20. Вып. 3. С. 153. Физика плазмы. 1976. Т. 2. № 5. С. 775.
- [14] *Ходатаев К.В., Пытович В.Н.* // Физика плазмы. 1976. Т. 2. № 2. С. 301.
- [15] *Буджер Г.И.* // Атомная энергия. 1956. Т. 1. № 5. С. 9.
- [16] *Чириков Б.В.* // Атомная энергия. 1965. Т. 19. № 3. С. 239.
- [17] *Маркеев А.М., Маричев С.В., Мещеров Р.А., Сажин В.Д.* // Препринт МРТИ АН СССР. № 8905. 1989. 16 с.