

## Краткие сообщения

12

### Влияние скорости нарастания тока в импульсе релятивистского электронного пучка, распространяющегося в режиме ионной фокусировки, на динамику ионной шланговой неустойчивости

© Е.К. Колесников, А.С. Мануйлов

Санкт-Петербургский государственный университет

Математико-механический факультет, Научно-исследовательский институт математики и механики им. В.И. Смирнова  
198504 Санкт-Петербург, Россия

e-mail: man06@mail.ru

(Поступило в Редакцию 31 января 2013 г.)

Рассмотрена задача о влиянии скорости нарастания тока в импульсе релятивистского электронного пучка, распространяющегося в режиме ионной фокусировки, на пространственную динамику ионной шланговой неустойчивости. Численный анализ сформулированных уравнений показывает, что на линейной стадии развития неустойчивости более медленная скорость нарастания тока в импульсе пучка заметно снижает амплитуду шланговых колебаний.

#### Введение

В последние три десятилетия внимание зарубежных, а также отечественных исследователей привлекают вопросы транспортировки релятивистских электронных пучков (РЭП) в плотных и разреженных газоплазменных средах. Особый интерес представляет проблема определения условий устойчивой проводки пучков по предварительно созданным плазменным каналам в режиме ионной фокусировки (ИФ) [1–19].

Основной особенностью режима ИФ является достаточно низкое давление в фоновой газоплазменной среде, когда электроны плазмы в предварительно созданном плазменном канале при воздействии поперечной компоненты электрического поля фронтальной части РЭП покидают область, занимаемую пучком, не создавая существенной дополнительной ионизации фонового газа. В этом случае пучок будет распространяться под действием фокусирующего электрического поля, созданного ионной компонентой плазменного канала, которая в силу достаточно большой массы ионов (по сравнению с массой электронов) определенное время может считаться неподвижной.

Среди крупномасштабных неустойчивостей, возбуждаемых в РЭП в режиме ИФ, наибольшим инкрементом нарастания обладает так называемая ионная шланговая неустойчивость (ИШН), когда пучок испытывает растущие по амплитуде изгибные поперечные колебания в результате электростатического взаимодействия с отстающим по фазе из-за инерционных эффектов ионным каналом [4–7, 10–14, 18, 19]. Указанное отставание приводит к раскачке поперечных колебаний как пучка, так и ионного канала.

В настоящей работе исследовано влияние скорости нарастания тока в импульсе РЭП на пространственную эволюцию ИШН пучка.

#### Постановка и решение задачи

Рассмотрим параксиальный (слаборасходящийся) моноэнергетический азимутально-симметричный РЭП, распространяющийся вдоль оси  $z$  цилиндрической системы координат  $(r, \theta, z)$  по предварительно созданному плазменному каналу в разреженной газоплазменной среде. Фронтальное поперечное электрическое поле вытесняет из канала электронную компоненту фоновой плазмы и поэтому основная часть пучка распространяется вдоль ионного „остова“ плазмы. Предположим, что ось симметрии РЭП смещается в поперечном направлении и пучок начинает испытывать ионную шланговую неустойчивость. Кроме того, будем считать, что амплитуда отклонения РЭП существенно меньше характерных радиусов пучка и ионного канала. При этом будем предполагать, что радиальные зависимости объемных концентраций РЭП и канала имеют гауссовский вид.

В отличие от известных работ [5–7, 11, 12] будем считать, что ток в импульсе РЭП меняется (модулируется) по следующему закону:

$$I_b(\xi) = I_{b0}G(\xi), \quad (1)$$

где  $I_{b0}$  — максимальный полный ток пучка,  $\xi$  — расстояние от фронта пучка до рассматриваемого поперечного сегмента РЭП,  $G(\xi)$  — растущая от 0 до 1 функция модуляции тока.

Тогда в рамках традиционной модели „жесткого“ пучка Ли–Бьюкенена на линейной стадии развития ИШН может быть получена система обобщенных уравнений поперечной динамики РЭП и ионного канала (на случай модуляции тока пучка и учета фазового перемешивания электронов РЭП) в следующем виде [5–7, 11, 12]:

$$\frac{\partial^2 Y}{\partial z^2} = -\frac{2f_n I_b(\xi)}{I_A} \frac{Y - D}{R_b^2 + R_i^2} - \alpha_{\text{ph}}^{(e)} \sqrt{\frac{2f_n I_b(\xi)}{I_A (R_b^2 + R_i^2)}} \frac{\partial Y}{\partial z}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial^2 D}{\partial \xi^2} = \frac{2I_b(\xi)}{I_A(M/m)} \frac{Y - D}{R_b^2 + R_i^2} - \alpha_{ph}^{(i)} \sqrt{\frac{2I_b(\xi)}{I_A^*(M/m)(R_b^2 + R_i^2)}} \frac{\partial D}{\partial \xi}, \quad (3)$$

где  $Y, D$  — соответственно амплитуды поперечного отклонения пучка и канала,  $\alpha_{ph}^{(e)}$  и  $\alpha_{ph}^{(i)}$  — коэффициенты фазового перемешивания для электронов пучка и ионов плазменного канала,  $I_A$  — предельный ток Альфвена,  $I_A^* = I_A/\gamma$  ( $\gamma$  — лоренц-фактор частиц пучка),  $M$  и  $m$  — соответственно массы канального иона и электрона,  $f_n$  — коэффициент зарядовой нейтрализации в режиме ИФ.

Граничные и начальные условия для системы (2), (3) имеют вид

$$Y|_{z=0} = 0.02 \cdot R_b, \quad \frac{\partial Y}{\partial z}|_{z=0} = 0, \\ D|_{\xi=0} = 0, \quad \frac{\partial D}{\partial \xi}|_{\xi=0} = 0. \quad (4)$$

Далее будем использовать следующие безразмерные величины:

$$Y_1 = \frac{Y}{R_b}, \quad D_1 = \frac{D}{R_b}, \quad z_1 = z k_{se}, \quad \xi_1 = \xi k_{si}, \quad (5)$$

где  $k_{se}$  и  $k_{si}$  — бетатронные волновые числа для электронов пучка и ионов канала соответственно, которые определяются следующим образом:

$$k_{se} = \sqrt{\frac{I_{b0} f_n}{I_A R_{b0}^2}}, \quad k_{si} = \sqrt{\frac{\gamma m I_{b0}}{M R_{i0}^2}}. \quad (6)$$

Тогда система уравнений (2), (3) принимает вид

$$\frac{\partial^2 Y_1}{\partial z_1^2} = -\frac{2G(\xi_1)}{1 + \eta^2} (Y_1 - D_1) - \alpha_{ph}^{(e)} \sqrt{\frac{2G(\xi_1)}{1 + \eta^2}} \frac{\partial Y_1}{\partial z_1}, \quad (7)$$

$$\frac{\partial^2 D_1}{\partial \xi_1^2} = \frac{2G(\xi_1)\eta^2}{1 + \eta^2} (Y_1 - D_1) - \alpha_{ph}^{(i)} \sqrt{\frac{\eta^2 2G(\xi_1)}{1 + \eta^2}} \frac{\partial D_1}{\partial \xi_1}. \quad (8)$$

Здесь  $\eta = R_i/R_b$ .

Краевые и граничные условия в безразмерном виде могут быть представлены как

$$Y_1|_{z_1=0} = 0.02, \quad \frac{\partial Y_1}{\partial z_1}|_{z_1=0} = 0, \\ D_1|_{\xi_1=0} = 0, \quad \frac{\partial D_1}{\partial \xi_1}|_{\xi_1=0} = 0. \quad (9)$$

На рис. 1, 2 представлены графики зависимости  $Y_1$  от  $z_1$ , полученные с помощью численного алгоритма, написанного в пакете MATLAB и решающего систему уравнений (7), (8) с начальными и граничными условиями (9). Коэффициенты фазового перемешивания для случаев, указанных на обоих рисунках, были взяты

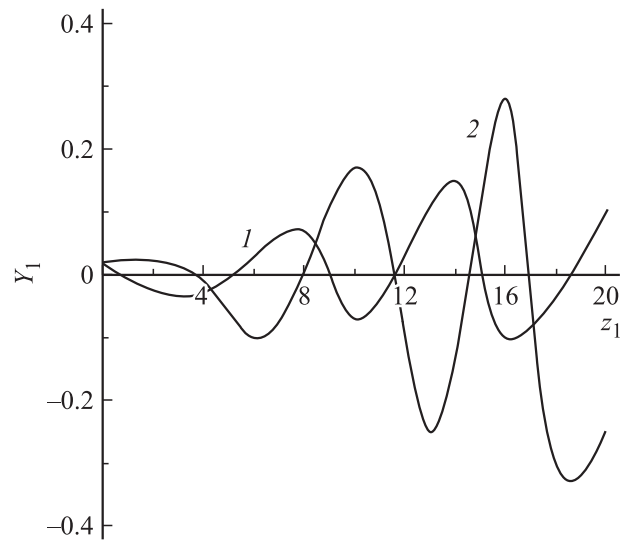


Рис. 1. График зависимости амплитуды колебаний  $Y_1$  от дистанции  $z_1$  при длине нарастания тока  $\xi_{r1} = 0.5$ . Кривая 1 —  $\xi_1 = 3.4$ , 2 —  $\xi_1 = 7.8$ .

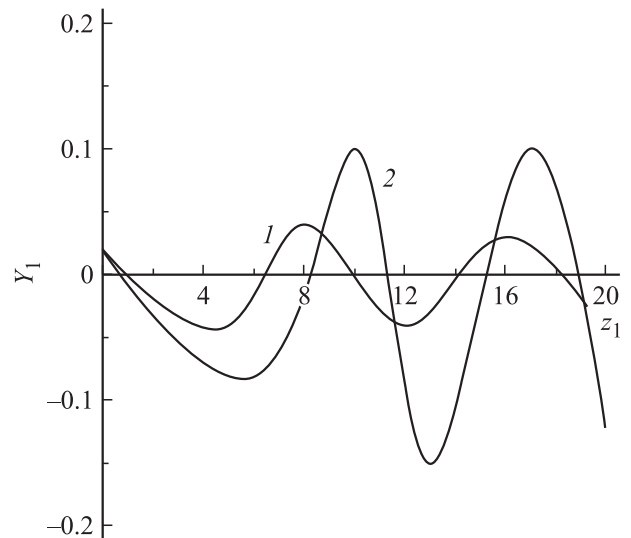


Рис. 2. График зависимости амплитуды колебаний  $Y_1$  от дистанции  $z_1$  при длине нарастания тока  $\xi_{r1} = 2$ . Кривая 1 —  $\xi_1 = 3.4$ , 2 —  $\xi_1 = 7.8$ .

$\alpha_{ph}^{(e)} = \alpha_{ph}^{(i)} = 0.38$ ,  $f_n = 0.4$ ,  $\eta = 1$ . При этом функция модуляции тока пучка была взята следующим образом:

$$G(\xi_1) = \text{th}(\xi_1/\xi_{r1}),$$

где  $\xi_{r1}$  — безразмерная характерная длина нарастания тока в импульсе РЭП. Графики на рис. 1 соответствуют случаю  $\xi_{r1} = 0.5$ , кривая 1 отвечает ситуации  $\xi_1 = 3.4$ , кривая 2 —  $\xi_1 = 7.8$ . Отметим, что рис. 2 выполнен для случая с характерным масштабом нарастания тока  $\xi_{r1} = 2$ , причем кривые 1 и 2 соответствуют  $\xi_{r1}$ , указанным для рис. 1.

## Заключение

Таким образом, полученные результаты показывают, что более пологое нарастание тока в импульсе (при достаточно больших  $\xi_{r,1}$ ) заметно снижает амплитуду нарастания ИШН РЭП, а более быстрое увеличение тока существенно усиливает пространственный инкремент роста ИШН. В заключение отметим, что для исследования влияния временного профиля тока в импульсе на нелинейной стадии развития ионной шланговой неустойчивости необходимо использовать метод „крупных“ частиц и соответствующий полевой счетчик, в котором электромагнитные потенциалы следует раскладывать в ряд Фурье по азимутальному углу.

Работа выполнена в рамках Тематического плана фундаментальных НИР, выполняемых по заказу Министерства образования и науки Российской Федерации № 6.0.10.2010.

## Список литературы

- [1] Рухадзе А.А., Богданкевич Л.С., Росинский С.Е., Рухлин В.Г. Физика сильноточных релятивистских электронных пучков. М.: Атомиздат, 1980. 167 с.
- [2] Диденко А.Н., Григорьев В.П., Усов Ю.П. Мощные электронные пучки и их применение. М.: Атомиздат, 1977. 277 с.
- [3] Миллер Р. Введение в физику сильноточных пучков заряженных частиц. М.: Мир, 1984. 432 с.
- [4] Колесников Е.К., Мануйлов А.С., Филиппов Б.В. Динамика пучков заряженных частиц в газоплазменных средах. СПб.: Изд-во. СПбГУ, 2002. 98 с.
- [5] Vichapan H.L. // Phys. Fluids. 1987. Vol. 30. N 1. P. 221–231.
- [6] Swanekamp S.B., Hollowey J.P., Kammash T., Gilgenbach R.M. // Phys. Fluids. B. 1992. Vol. 4. N 5. P. 1332–1348.
- [7] Владыко В.Б., Рудяк Ю.В. // Физика плазмы. 1991. Т. 17. № 5. С. 623–628.
- [8] Владыко В.Б., Рудяк Ю.В. // ЖТФ. 1994. Т. 64. Вып. 3. С. 133–139.
- [9] Владыко В.Б., Рудяк Ю.В. // Физика плазмы. 1993. Т. 19. № 12. С. 1444–1453.
- [10] Fernster R.F., Hubbard R.F., Slinker S.P. // Phys. Fluids. B. 1992. Vol. 4. N 12. P. 4153–4165.
- [11] Bosch R.A., Gilgenbach R.M. // Phys. Fluids. 1988. Vol. 31. N 3. P. 634–640.
- [12] Bosch R.A., Gilgenbach R.M. // Phys. Fluids. 1988. V. 31. N 7. P. 2006–2008.
- [13] Колесников Е.К., Курьшев А.П., Филиппов Б.В. // Вестник ЛГУ. Сер. 1. 1979. № 13. С. 84–86.
- [14] Колесников Е.К., Мануйлов А.С. // РЭ. 1992. Т. 37. № 4. С. 694–699.
- [15] Kolesnikov E.K., Manuilov A.S. // Techn. Physics. 2000. Vol. 45. N 7. P. 939–941.
- [16] Kolesnikov E.K., Manuilov A.S. // Techn. Physics. 2009. Vol. 54. N 8. P. 1190–1195.
- [17] Колесников Е.К., Савкин А.Д. // Письма в ЖТФ. 1994. Т. 20. Вып. 1. С. 54–56.
- [18] Зеленский А.Г., Колесников Е.К. // ЖТФ. 2005. Т. 75. Вып. 11. С. 127–129.
- [19] Зеленский А.Г., Колесников Е.К. // ЖТФ. 2003. Т. 73. Вып. 12. С. 71–75.