

К вопросу о поперечной дисперсии релятивистского электронного пучка при развитии ионной шланговой неустойчивости в режиме ионной фокусировки

© 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 8 ноября 2012 г.)

Исследована задача о поперечном расширении релятивистского электронного пучка, распространяющегося в разреженной газоплазменной среде в режиме ионной фокусировки, при развитии ионной шланговой неустойчивости. Сформулировано выражение для пинч-потенциала пучка в зависимости от величины амплитуды поперечного отклонения пучка, а также от параметра, характеризующего отношение характерных радиальных масштабов ионного канала и электронного пучка. Показано, что данный потенциал существенно ослабляется при увеличении амплитуды шланговых колебаний и в ситуации расширения ионного канала относительно поперечных масштабов пучка.

Введение

В последние четыре десятилетия зарубежные и отечественные исследователи обратили внимание на изучение динамических процессов, сопровождающих распространение релятивистских электронных пучков (РЭП) в плотных и разреженных газоплазменных средах [1–5]. В частности, в работах [5–13] была рассмотрена транспортировка РЭП в разреженном газе в режиме ионной фокусировки (ИФ), который характеризуется тем, что при распространении электронного пучка вдоль предварительно созданного плазменного канала радиальная компонента электрического поля головной части РЭП выталкивает (без дополнительной ионизации фонового газа) электронную часть канальной плазмы. При этом РЭП будет распространяться на фоне ионного „остова“ плазменного канала, который является дополнительным фокусирующим фактором для пучка. Как было отмечено в работах [5,7–14], в режиме ИФ возможно развитие электродинамических пучково-плазменных неустойчивостей таких, как ионная перетяжная неустойчивость (ИПН) и ионная шланговая неустойчивость (ИШН). Физической причиной развития ИШН является инерционное отставание ионного канала от поперечных смещений РЭП, что приводит к раскачке колебаний.

В экспериментальной работе [15] был обнаружен эффект поперечного расширения РЭП при развитии резистивной шланговой неустойчивости. Очевидно, что это явление объясняется тем, что фокусирующее электромагнитное поле отстает от пучка при его поперечных колебаниях в силу резистивности фоновой газоплазменной среды. Аналогичная дефокусировка пучка возникает и при развитии ИШН из-за запаздывания колебаний ионного канала относительно поперечного движения РЭП.

В настоящей работе проведена оценка увеличения равновесного радиуса РЭП при развитии ИШН РЭП.

Постановка задачи и решение

Будем предполагать, что объемные концентрации РЭП и ионного канала имеют гауссовские радиальные профили

$$n_{b,i}(r) = \frac{N_{b,i}}{\pi R_{b,i}^2} \exp\left(-\frac{r^2}{R_{b,i}^2}\right), \quad (1)$$

где N_b и N_i — соответственно погонные концентрации электронов пучка и ионов канала, R_b и R_i — их характерные радиусы, r — радиальная координата цилиндрической системы (r, θ, z) , в которой ось z направлена вдоль оси симметрии ионного канала в начальный момент времени.

Уравнение огибающей РЭП в отсутствие внешних электромагнитных полей имеет вид [4,5,14–17]

$$\frac{d^2 \mathfrak{R}}{dt^2} + \frac{1}{\gamma} \frac{d\gamma}{dt} \frac{d\mathfrak{R}}{dt} + \frac{U_b}{\mathfrak{R}^2} = \frac{E^2}{\mathfrak{R}^3}, \quad (2)$$

где \mathfrak{R} — среднеквадратичный радиус пучка, E^2 — среднеквадратичный эмиттанс РЭП, t — время, γ — лоренц-фактор частиц пучка, U_b — пинч-потенциал РЭП, который определяется следующим образом:

$$U_b = \frac{1}{N_b} \int_0^{2\pi} d\theta \int_0^\infty dr' r' n_b(r') [r'^2 \omega_\beta^2(r')]. \quad (3)$$

Здесь ω_β^2 — квадрат бетатронной частоты колебаний электрона пучка в коллективном электромагнитном по-

ле системы плазма-пучок, который определяется как

$$\omega_{\beta}^2(r') = \frac{e}{\gamma m} \frac{(\beta B_{\theta} - E_{r'})}{r'}, \quad (4)$$

где B_{θ} и $E_{r'}$ — соответственно азимутальная компонента коллективного магнитного поля (в основном это поле, созданное цилиндрическим РЭП) и радиальная компонента коллективного электрического поля пучково-плазменной системы, e — величина заряда электрона, m — его масса.

Далее будем предполагать, что пучок без искажения радиальной структуры сместился относительно ионного канала в поперечном направлении на амплитуду Y , направленную вдоль оси y декартовой системы координат, ось z , которой совпадает с осью ионного канала.

Коллективное электрическое поле имеет вид

$$E_S^{(1)} = E_S^{(b)} - E_r^{(i)} \cos \Psi, \quad (5)$$

где $E_S^{(b)}$ — радиальная компонента электрического поля, созданного пучком, (вектор \mathbf{S} — радиус-вектор, проведенный из центра смещенного пучка в точку наблюдения, \mathbf{r} — радиус-вектор, направленный из центра ионного канала в ту же точку наблюдения), $E_r^{(i)}$ — радиальная (в системе координат, связанной с центром ионного канала) компонента электрического поля, созданного каналом, Ψ — угол между радиусами-векторами \mathbf{r} и \mathbf{S} .

Для гауссовых профилей пучка и канала имеем

$$E_S^{(1)} = \frac{2eN_b}{S} \left[1 - \exp\left(-\frac{S^2}{R_b^2}\right) \right] - \frac{2eN_i}{r} \left[1 - \exp\left(-\frac{r^2}{R_i^2}\right) \right] \cos \Psi. \quad (6)$$

Нетрудно показать, что

$$\beta B_{\theta}^{(b)} - E_S^{(b)} = -\frac{2I_b}{Sc} \left[1 - \exp\left(-\frac{S^2}{R_b^2}\right) \right] \frac{1}{\gamma^2}, \quad (7)$$

где I_b — полный ток пучка, c — скорость света, γ — лоренц-фактор частиц пучка.

Предполагая, что РЭП является высокорелятивистским (т.е. в случае $\gamma \gg 1$), выражением (7) можно пренебречь. Тогда находим

$$\omega_{\beta}^2 S^2 = \frac{2e^2 f_n N_b}{\gamma m} \times \left[1 - \exp\left(-\frac{Y^2 + S^2 - 2YS \cos(\pi - \theta)}{R_i^2}\right) \right] S. \quad (8)$$

Здесь $f_n = N_i/N_b$ — коэффициент зарядовой нейтрализации в режиме ИФ, θ — азимутальный угол в системе, связанной с пучком, и отсчитываемый от оси y .

В этом случае с учетом (3) определим

$$U_b(\eta, Y_1) = \frac{2f_n I_b c^2}{I_A} \int_0^{\infty} dS_1 \times \int_0^{2\pi} d\theta \frac{S_1(S_1 - Y_1 \cos(\pi - \theta))}{Y_1^2 + S_1 - 2Y_1 S_1 \cos(\pi - \theta)} \exp(-S_1^2) \times \left[1 - \exp\left(-\frac{Y_1^2 + S_1^2 - 2S_1 Y_1 \cos(\pi - \theta)}{\eta^2}\right) \right], \quad (9)$$

где переменная r' , фигурирующая в (3), заменена на S , $S_1 = S/R_b$, $Y_1 = Y/R_b$, $\eta = R_i/R_b$, I_A — предельный ток Альфвена.

На рис. 1 представлена полученная с помощью (9) зависимость пинч-потенциала U_b от параметра η при разных значениях амплитуды Y_1 . Кривая 1 соответствует $Y_1 = 0$, 2 — $Y_1 = 0.5$, 3 — $Y_1 = 1$. Как и следовало ожидать, с ростом амплитуды Y_1 пинч-потенциал заметно убывает. Кроме того, видно, что при убывании параметра η (при сужении ионного канала относительно пучка) отношение $U_b(\eta, 0)/U_b(\eta, Y_1)$ нарастает.

Тогда имеем

$$\Psi = \frac{\mathfrak{R}(\eta, Y_1)}{\mathfrak{R}(\eta, 0)} = \frac{U_b(\eta, 0)}{U_b(\eta, Y_1)}, \quad (10)$$

где $\mathfrak{R}(\eta, Y_1)$ — равновесный среднеквадратичный радиус при амплитуде отклонения оси пучка от оси ионного канала Y_1 в случае отношения характерных радиусов канала и пучка $\eta = R_i/R_b$.

На рис. 2 представлена зависимость Ψ от Y_1 при разных значениях параметра η . Кривая 1 соответствует $\eta = 0.2$, 2 — 0.5, 3 — 1, 4 — 1.5. Из рис. 2 следует,

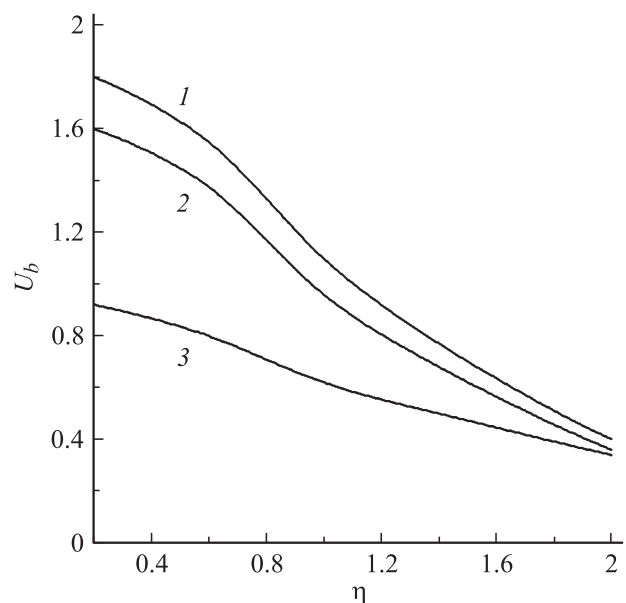


Рис. 1. График зависимости пинч-потенциала U_b от параметра η . Кривая 1 — $Y_1 = 0$, 2 — 0.5, 3 — 1.

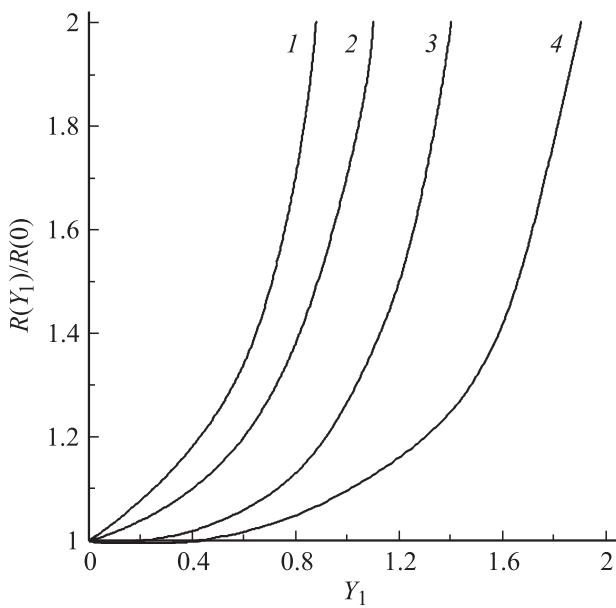


Рис. 2. График зависимости величины $\mathfrak{R}(\eta, Y_1)/\mathfrak{R}(\eta, 0)$ от Y_1 . Кривая 1 — $\eta = 0.2$, 2 — 0.5, 3 — 1, 4 — 1.5.

что при фиксированном η увеличение амплитуды Y_1 приводит к росту параметра Ψ . Таким образом, усиление ИШН приводит к дополнительной дефокусировке пучка. Кроме того, при убывании параметра η в случае отклонения пучка основная часть ионов оказывается вне РЭП значительно быстрее, чем при достаточно больших значениях η . Поэтому темп расширения пучка при малых η значительно нарастает.

Заключение

В настоящей работе проведен расчет пинч-потенциала релятивистского электронного пучка, испытывающего поперечные отклонения при развитии шланговой неустойчивости в режиме ионной фокусировки. Показано, что с увеличением амплитуды отклонения пучка от первоначальной оси симметрии указанный пинч-потенциал, как и следовало ожидать, убывает. Кроме того, данный потенциал уменьшается при фиксированной амплитуде отклонения с ростом отношения характерного радиуса ионного канала к соответствующему радиусу пучка (с ростом параметра $\eta = R_i/R_b$). Также показано, что отношение равновесного среднеквадратичного радиуса РЭП при конечной амплитуде отклонения к соответствующему радиусу при отсутствии поперечного смещения нарастает с увеличением отклонения пучка. Отмечено, что указанное выше отношение среднеквадратичных радиусов нарастает быстрее при убывании параметра η при относительно небольших амплитудах смещения пучка.

Работа выполнена в рамках Тематического плана фундаментальных НИР, выполняемых по заказу Мини-

стерства 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] Buchanan H.L. // Phys. Fluids. 1987. Vol. 30. N 1. P. 221–231.
- [6] Колесников Е.К., Курьшев А.П., Филиппов Б.В. // Вестник ЛГУ. Сер. 1. 1979. № 13. С. 84–86.
- [7] Bosch R.A., Gilgenbach R.M. // Phys. Fluids. 1988. Vol. 31. N 3. P. 634–640.
- [8] Swanekamp S.B., Holloway J.P., Kammash T., Gilgenbach R.M. // Phys. Fluids. B. 1992. Vol. 4. N 5. P. 1332–1348.
- [9] Fernsler R.F., Hubbard R.F., Slinker S.P. // Phys. Fluids. B. 1992. Vol. 4. N 12. P. 4153–4165.
- [10] Владыко В.Б., Рудяк Ю.В. // Физика плазмы. 1993. Т. 19. Вып. 12. С. 1444–1453.
- [11] Виноградов С.В., Захарова С.С., Никулин М.Г. // ЖТФ. 1996. Т. 66. Вып. 1. С. 165–173.
- [12] Колесников Е.К., Мануйлов А.С. // РиЭ. 1992. Т. 37. № 4. С. 694–699.
- [13] Зеленский А.Г., Колесников Е.К. // ЖТФ. 1995. Т. 65. Вып. 5. С. 188–190.
- [14] Lee E.P. // Phys. Fluids. 1976. Vol. 19. N 1. P. 60–69.
- [15] Lauer E.J., Briggs R.J., Fessenden T.J. et al. // Phys. Fluids. 1978. Vol. 21. N 8. P. 1344–1352.
- [16] Мануйлов А.С. ЖТФ. 2005. Т. 75. Вып. 4. С. 103–108.
- [17] Колесников Е.К., Мануйлов А.С. // ЖТФ. 2007. Т. 77. Вып. 8. С. 109–113.