

Динамика полностью и частично компенсированных пучков ионов H^- в системе внешней инжекции циклотрона

С.В. Григоренко, С.Ю. Удовиченко

Научно-исследовательский институт электрофизической аппаратуры им. Д.В. Ефремова,
Санкт-Петербург, Россия

Введение

Система внешней инжекции предназначена для формирования и транспортировки пучка отрицательных ионов H^- с током более 1 мА и энергией 20–30 кэВ на расстояние нескольких метров до циклотрона. Она включает в себя: плазменный источник ионов, электростатическую оптику для формирования пучка, канал транспортировки с элементами магнитной фокусирующей системы и инфлектор. Особенностью такого инжектора является натекание газа в канал транспортировки из плазменного источника ионов. Плотность нейтрального газа, поступающего из ионного источника, падает по направлению к циклотрону: за системой электростатической фокусировки и доускорения пучка давление порядка 10^{-4} Тор, в области магнитной фокусирующей системы – порядка 10^{-5} Тор и вблизи циклотрона – 10^{-6} Тор. В результате ионизации газа пучком в канале транспортировки накапливаются вторичные заряженные частицы, которые компенсируют объемный заряд пучка. В электростатической формирующей системе пучок остается нескомпенсированным по заряду из-за рассеивания плазмы на электродах, находящиеся под большим потенциалом.

Самосогласованное пучково-плазменное электрическое поле [1] может оказывать влияние на динамику прецизионных ионных пучков с малым фазовым объемом и малой угловой расходимостью [2]. Коллективные процессы, связанные с возбуждением пучком спектра собственных колебаний плазмы, приводят к нагреву частиц пучка, а также к динамической декомпенсации объемного заряда пучка [3]. Ранее при исследовании динамики ионного пучка в пространстве свободного дрейфа и в области магнитной оптики пучково-плазменное взаимодействие не учитывалось [4].

Цель настоящей работы – с помощью уравнения Капчинского для огибающей пучка [5] определить влияние вторичных заряженных частиц на динамику отрицательных ионов, что позволит скорректировать параметры инжектора и согласовать эмиттанс пучка с акцептансом циклотрона.

Определение условий пучково-плазменного взаимодействия в канале транспортировки

В пространстве свободного дрейфа и в области магнитной оптики непрерывный пучок отрицательных ионов полностью скомпенсирован по объемному заряду, поскольку при рабочем давлении 10^{-4} Тор время компенсации значительно меньше времени ухода плазменных ионов на стенку ионпровода. В этих условиях на пучок действует в радиальном направлении слабое стационарное амбиполярное поле плазмы [1]. Экспериментальные результаты [6] показывают, что электрическое поле в пучке значительно выше расчетного значения. На отрицательные ионы в быстро осциллирующем поле ионных колебаний плазмы, возбуждаемых пучком, помимо амбиполярного поля действует еще и дополнительное постоянное электрическое поле, квадратично зависящее от амплитуды переменного поля. Максимальная величина этого поля соизмерима с оценкой значения поля, определяемой из работы [6]:

$$E_M = \frac{e}{4m_i \omega_{pi}^2} \frac{d\tilde{E}_r^2}{dr} = \frac{m_i}{2e} \frac{d\omega_{pi}^2/k_{\perp}^2}{dr} \approx \frac{T_e}{4er_b}, \quad (1)$$

где $\tilde{E}_r = k_{\perp} \tilde{\varphi}_{\max}$, $\tilde{\varphi}_{\max} = m_i v_{\phi\perp}^2 / 4e$ – амплитуда насыщенных ионных колебаний при захвате в них ионов плазмы, $v_{\phi\perp} = \omega_{pi} / k_{\perp}$ и ω_{pi} – фазовая скорость и ленгмюровская частота ионных колебаний соответственно, k_{\perp} – поперечное волновое число, m_i – масса иона, T_e – температура электронов плазмы, r_b – радиус пучка. Предполагается, что вплоть до нелинейного ограничения амплитуды поперечные ионные колебания ($k_{\perp} \geq k_z$), сносимые вдоль пучка, нарастают экспоненциально с линейным инкрементом ($\sim \exp(\text{Im} k_z \cdot z)$, k_z – продольное волновое число). Тогда расстояние, на котором происходит насыщение колебаний, определяется выражением:

$$z_{\text{зах}} = \frac{1}{\text{Im} k_z} \ln \frac{\tilde{\varphi}_{\text{max}}}{\tilde{\varphi}_0}, \quad (2)$$

где $\tilde{\varphi}_0$ – амплитуда начальных возмущений в плазме.

Под действием поперечных ионных колебаний возрастает поток ионов плазмы на стенку камеры и при скорости потока порядка скорости ионного звука $v_s = (T_e/m_i)^{1/2}$ начинается декомпенсация объемного заряда пучка. При отрицательном радиальном перепаде потенциала в пучке в несколько вольт плотность плазменных электронов n_e резко падает. В условиях $n_e/n_i \leq v_s^2/v_b^2$ и $k_z \geq k_{\perp}$ ионы плазмы захватываются и выносятся уже только в продольном направлении, где n_i – плотность ионов плазмы, v_b – скорость пучка. Нелинейное ограничение амплитуды потенциала ионных колебаний происходит на уровне $\tilde{\varphi}_{\text{max}} = m_i v_{\phi z}^2 / 2e = (m_i / 2e)(\omega_{pi} / k_z)^2$, недостаточном для захвата ионов плазмы в поперечном направлении. На продольный вынос ионов плазмы при отрицательном перепаде потенциала в пучке указывает экспериментальный факт [6].

Стационарный потенциал декомпенсированного пучка определяется из уравнения Пуассона и уравнения непрерывности плазменных ионов и имеет вид

$$\varphi(r, z) = -(I_b^- / v_b)(1 - r^2 / r_b^2) \frac{\sigma_i v_b \text{Re} k_z}{\omega_{pi}(z)} \int_{z_{\text{кр}}}^z n_g(z) dz, \quad (3)$$

где I_b^- – ток пучка; σ_i – сечение ионизации молекулы газа ионом пучка; $n_g(z)$ – распределение плотности газа вдоль инжектора; $z_{\text{кр}}$ – расстояние, начиная с которого пучок декомпенсирован.

Моделирование динамики пучка в канале транспортировки

Расчет динамики пучка отрицательных ионов в канале свободного дрейфа и в четырех квадрупольных магнитных линзах проводился на основе решения уравнения огибающей пучка, включающего в себя силу Миллера и силу кулоновского рассталкивания частично компенсированного или полностью некомпенсированного по объемному заряду пучка:

$$\frac{d^2 r_b}{dz^2} = \frac{\mathcal{E}^2}{r_b^3} + \frac{e\varphi(r, z)}{r_b W_b} - \frac{eE_M}{2W_b} - \frac{er_b v_b G}{2W_b}, \quad (4)$$

где \mathcal{E} – эмиттанс пучка на выходе из электростатической системы формирования, W_b – энергия пучка, G – градиент магнитного поля квадрупольной линзы. Сила Миллера eE_M определяется формулой (1) с учетом экспоненциального нарастания ионных колебаний вдоль пучка до точки их насыщения, сила кулоновского рассталкивания частично скомпенсированного по заряду пучка, пропорциональная $\varphi(r, z)$, определяется с помощью (3), а в случае вакуумного пучка $\varphi = I_b^- / v_b$. Численное интегрирование дифференциального уравнения (4) проводилось методом Рунге-Кутты.

Параметры пучково-плазменной системы и канала транспортировки выбраны следующими: ток и энергия пучка соответственно $I_b^- = 30$ мА и $W_b = 30$ кэВ; за ускоряющим электродом ($z \geq 0$) угол сходимости пучка к оси $2 \cdot 10^{-2}$ рад., радиус пучка $r_b = 0,5$ см, эмиттанс $\mathcal{E} = 10^{-4}$ см·рад., радиус ионопровода $R = 5$ см и плотность молекулярного газа водорода $n_g = 7,2 \cdot 10^{12}$ см⁻³ ($P = 2 \cdot 10^{-4}$ Тор), $\sigma_i = 1,5 \cdot 10^{-16}$ см². Температура электронов плазмы в области пучка по оценке [1] $T_e \approx 10$ эВ, а на границе с камерой в результате охлаждения электронного газа $T_e \approx 1$ эВ.

Распределение давления газа вдоль инжектора представлено на рис.1. Минимальное значение амплитуды потенциала спонтанно возбуждаемых ионных колебаний плазмы полагается $\tilde{\varphi}_0 \approx 10^{-2}$ В. Величины волновых чисел k_{\perp} и k_z и плотности электронов плазмы n_e определяются по формулам [3]. Так, в точке $z = z_{\text{зах}}$ имеем: $k_{\perp} \approx 21,8$ см⁻¹, $\text{Re} k_z = \text{Im} k_z \approx 1,04$ см⁻¹, $n_e/n_i \approx 10^{-2}$, $\tilde{\varphi}_{\text{зах}} \approx 2,9$ В, $v_{\phi \perp} \approx 1,4 \cdot 10^6$ см/с;

слева от точки $Z_{кр}$ находим $k_{\perp} \approx 12,6 \text{ см}^{-1}$, $v_{ф\perp} \approx 2,3 \cdot 10^6 \text{ см/с}$, а справа от точки $Z_{кр}$ – $n_e/n_i \approx 10^{-4}$, $k_z \approx 21 \text{ см}^{-1}$. Отметим, что для определения величин волновых чисел в компенсированном пучке использовалось время жизни плазменных ионов при их уходе на стенку камеры со скоростью ионного звука и наличии охлажденных электронов, а в декомпенсированном пучке учитывалось время жизни ионов при их уходе вдоль системы с тепловой скоростью, определяемой температурой $T_i \approx 0,03 \text{ эВ}$.

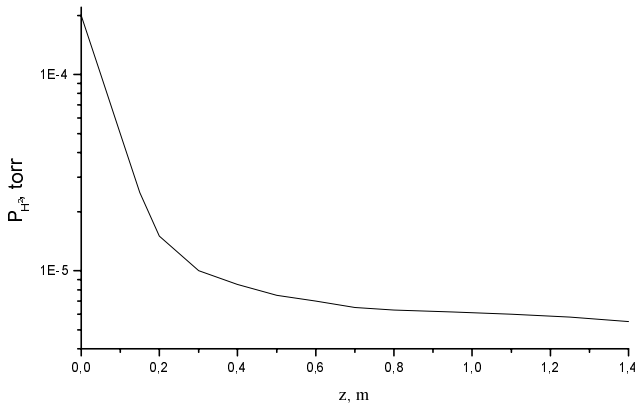


Рис. 1. Распределение давления газа вдоль оси инжектора.

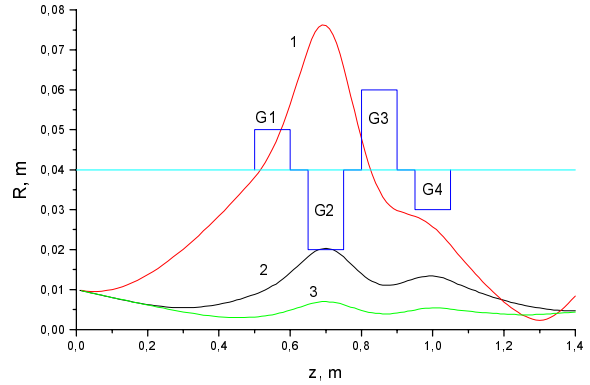


Рис. 2. Огибающие пучка в условиях: 1 – вакуума, 2 – частичной декомпенсации, 3 – полной компенсации (без учета продольного выноса плазменных ионов).

В этих условиях ионный пучок движется полностью скомпенсированным по объемному заряду до точки $Z_{кр} \approx 10 \text{ см}$, при этом насыщение ионных колебаний плазмы происходит на расстоянии $Z_{зах} \approx 5,5 \text{ см}$. С падением плотности газа вдоль инжектора уменьшается величина волнового числа k_{\perp} , а скорость потока ионов плазмы на стенку камеры, равная фазовой скорости колебаний $v_{ф\perp}$, возрастает и при $Z \geq 10 \text{ см}$ достигает скорости ионного звука v_s , т.е. пучок становится декомпенсированным по заряду. На этом участке дрейфа выполняется условие выноса ионов плазмы вдоль пучка; с ростом Z увеличивается декомпенсация пучка и на входе в первую магнитную линзу степень декомпенсации достигает 25%.

На рис. 2 представлены огибающие пучка при транспортировке в условиях вакуума и с учетом пучково-плазменного взаимодействия. Градиенты магнитного поля в четырех квадруполях имели величину: $G_1 = 0,9 \text{ Т/м}$, $G_2 = 2,2 \text{ Т/м}$, $G_3 = 2,2 \text{ Т/м}$, $G_4 = 0,9 \text{ Т/м}$. В условиях вакуума оптимальные значения градиента магнитного поля в линзе не устраняют потери тока пучка на стенке. В случае газовой компенсации с увеличением градиента поля в последнем квадруполе с $0,9 \text{ Т/м}$ до $1,4 \text{ Т/м}$ удастся минимизировать радиус и обеспечить требуемую сходящуюся пучка к оси.

Список литературы

- [1] Удовиченко С.Ю. К теории стационарного состояния разреженной ионно-пучковой плазмы. ЖТФ, 1995, №4, с.31-39.
- [2] Ваганов Н.Г., Сидоров В.П., Удовиченко С.Ю. Моделирование системы формирования ионного пучка для многоканального ВЧ-ускорителя в инжекторе нейтральных атомов. ВАНТ. Сер.Термоядерный синтез, вып.4, с.36-39.
- [3] Удовиченко С.Ю. К теории декомпенсации объемного заряда ионного пучка. ЖТФ, 1994, №8, с.104-112.
- [4] Афанасьев Ю.В., Ворогушин М.Ф., Григоренко С.В., Строкач А.П.. Экспериментальный стенд для отработки систем внешней инжекции циклотронов. Тез.докл. 8 совещанию по применению ускорителей заряженных частиц в промышленности и медицине. СПб., 1995, с.150.
- [5] Удовиченко С.Ю. Динамика компенсированных пучков заряженных частиц во внешнем магнитном и собственных полях. ЖТФ, 1998, №8, с.106-109.
- [6] Sherman J., Pitcher E., Stevens R., Allison P. Low-energy H^- ion beam space charge – neutralization measurements at Los Alamos. Kiev Seminar of phys. and tech. of intense ion sources and beams.1993.